ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 15 OCTOBRE 1928.

PRÉSIDENCE DE M. Maurice HAMY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Enrique Hauser**, membre de l'Académie de Madrid, et à M. **Démétrius Eginitis**, vice-président de l'Académie d'Athènes, qui assistent à la séance.

M. **Émile Picard**, en déposant sur le Bureau ses *Leçons sur quelques équations fonctionnelles*, s'exprime comme il suit :

Ce volume contient les leçons que j'ai faites à la Sorbonne en 1911, et reprises avec quelques compléments en 1927. Il traite de certains types simples d'équations fonctionnelles. Le lien pourra paraître lâche entre les divers Chapitres, l'idée d'équation fonctionnelle étant en elle-même fort vague. On a eu surtout pour objet d'indiquer des exemples intéressants empruntés à des parties éloignées des mathématiques et pouvant donner matière à quelque digression. C'est ainsi que, au début, des équations fonctionnelles très simples donnent l'occasion de parler de géométrie non euclidienne. Les fonctions elliptiques et abéliennes et leurs généralisations conduisent aussi à des exemples susceptibles de développements étendus. Viennent ensuite les équations aux différences finies et des questions se rapportant à l'itération. Enfin des équations intégrales linéaires sont envisagées, et divers problèmes de physique mathématique, en particulier la distribution de l'électricité dans un conducteur avec la loi de Neumann, y sont rattachés.

Ce volume rédigé par M. Eugène Blanc est publié dans la collection des *Cahiers scientifiques* de M. Gaston Julia. L'année dernière ont paru dans

cette même collection mes Leçons de 1908. Plusieurs autres de mes cours de ces vingt dernières années sont déjà rédigés par quelques-uns de mes auditeurs, et pourront, j'espère, paraître prochainement.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la théorie analytique des perturbations et sur le théorème de Poisson.* Note de M. **H. Andoyer**.

I. Envisageons le système d'équations canoniques

$$\frac{dx}{dt}=\frac{\partial H}{\partial y},\qquad \frac{dy}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial x},\qquad \ldots, \tag{1}$$

où H est une fonction des x, des y, du temps t, ainsi que d'un paramètre μ; et appelons R la dérivée partielle de H par rapport à μ. Après intégration, les x, les y, H et R se présentent comme des fonctions de t, de μ, et des constantes d'intégration q. On sait alors, par une extension facile d'un résultat classique ([1]), que si l'on désigne par S l'intégrale $\int R\,dt$, il existe une fonction K telle que

$$dK = H\,dt + \Sigma x\,dy + \Sigma C_q\,d_q + (S + C_\mu)\,d\mu, \tag{2}$$

les C_q et C_μ étant des constantes.

Supposons que les q se partagent en deux séries, les a et les b, de façon que les b ne figurent partout que par l'intermédiaire d'arguments l de la forme $nt+b$, les constantes n dépendant des a et de μ. Il est clair que la formule (2) subsiste, si l'on y entend par les q l'ensemble des a et des l, et que l'on remplace dl par $dl - n\,dt - t\,dn$.

Éliminant K par dérivation, on obtient alors, en particulier, les relations

$$\sum\left(\frac{\partial x}{\partial\mu}\frac{\partial y}{\partial q}-\frac{\partial y}{\partial\mu}\frac{\partial x}{\partial q}\right)=\frac{\partial S}{\partial q}+c_q, \tag{3}$$

les c_q étant des fonctions linéaires de t à coefficients constants; précisons seulement à leur sujet que si les C_l et les n sont respectivement indépendants les premiers des l, les seconds de μ, les c_l seront de pures constantes, tandis que le coefficient de t dans c_a sera $-\sum c_l\frac{\partial n}{\partial a}$.

II. Supposons que μ soit un paramètre perturbateur, et, comme dans

([1]) H. Andoyer, *Sur la théorie analytique du mouvement de la Lune* (*Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 9e série, 7, 1928, p. 61).

la théorie classique des perturbations, dite de Lagrange, prenons la solution des équations (1) ordonnée suivant les puissances de μ, en conservant pour éléments q (arguments l et constantes a) ceux qui correspondent au cas de $\mu = 0$. Plaçons-nous en outre dans les conditions ordinaires, en supposant que la fonction R, lorsqu'on y remplace les x et y par leurs valeurs de première approximation, soit périodique par rapport aux arguments l et par rapport à d'autres arguments analogues connus à l'avance, tous linéairement indépendants, et ne contienne pas t autrement.

On voit alors que les équations (3), linéaires par rapport aux quantités $\frac{\partial x}{\partial \mu}$, $\frac{\partial y}{\partial \mu}$, seront éminemment propres à déterminer par approximations successives les perturbations des divers ordres des x et des y, perturbations qui dépendront de l'unique quadrature $\int \mathrm{R}\,dt$, développée elle-même suivant les puissances de μ par approximations successives. Ainsi disparaissent complètement les complications dues à la présence des moyens mouvements, et se trouvent généralisées certaines propositions déjà énoncées par M. H. Vergne [1].

Appliquant la méthode de la variation des constantes, supposons en particulier que les variables x, y se réduisent précisément, pour $\mu = 0$, aux éléments q, que nous appellerons encore x_0 et y_0.

En faisant

$$x = x_0 + \xi, \qquad y = y_0 + \eta,$$

les équations (3) deviennent

$$(4)\qquad \left\{ \begin{aligned} -\frac{\partial \eta}{\partial \mu} + \sum \left(\frac{\partial \xi}{\partial \mu} \frac{\partial \eta}{\partial x_0} - \frac{\partial \eta}{\partial \mu} \frac{\partial \xi}{\partial x_0} \right) &= \frac{\partial \mathrm{S}}{\partial x_0} + c_{x_0}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial \mu} + \sum \left(\frac{\partial \xi}{\partial \mu} \frac{\partial \eta}{\partial y_0} - \frac{\partial \eta}{\partial \mu} \frac{\partial \xi}{\partial y_0} \right) &= \frac{\partial \mathrm{S}}{\partial y_0} + c_{y_0}, \end{aligned} \right.$$

et mettent en évidence de la façon la plus simple les propriétés générales des perturbations des divers ordres des divers éléments; les c_{x_0}, c_{y_0} sont d'ailleurs, suivant le cas, des constantes dont on peut disposer à volonté, ou des fonctions linéaires de t avec parties constantes analogues.

III. Revenant aux formules générales (3), écrivons celles qui sont relatives aux arguments l sous la forme

$$(5)\qquad \frac{\partial}{\partial \mu} \sum x \frac{\partial y}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} \left(\mathrm{S} + \sum x \frac{\partial y}{\partial \mu} \right) + c_l,$$

[1] *Comptes rendus*, 163, 1916, p. 606.

les c_l étant des constantes, en vertu des remarques et hypothèses faites ci-dessus. La nature des seconds membres montre alors clairement que les quantités $\sum x \frac{\partial y}{\partial l}$ ne sauraient admettre aucune partie purement séculaire d'ordre quelconque. Cette proposition intuitive contient le théorème de Poisson, et lui donne sa pleine signification.

En effet, plaçons-nous à nouveau dans les conditions particulières des formules (4), et regardant l'argument l comme un y_0, par exemple, soit ω l'accroissement de l'élément conjugué x_0; on aura

$$\frac{\partial}{\partial \mu}\left(\omega + \sum \xi \frac{\partial \eta}{\partial l}\right) = \frac{\partial}{\partial l}\left(S + \sum \xi \frac{\partial \eta}{\partial \mu}\right) + c_l, \tag{6}$$

de sorte que la quantité $\omega + \sum \xi \frac{\partial \eta}{\partial l}$ sera dépourvue de tout terme séculaire pur; et comme, d'une façon générale, les parties du premier ordre (par rapport à μ) des ξ et des η sont ou constantes, ou périodiques, ou purement séculaires du premier degré (en t), la quantité ω elle-même, c'est-à-dire la perturbation de la variable x qui correspond à l, sera seulement assujettie à ne contenir aucune partie purement séculaire des deux premiers ordres.

Il serait superflu de poursuivre cette analyse si facile; je me borne à signaler le rapprochement que l'on peut établir entre ce qui précède et la nouvelle façon d'appliquer la méthode de Delaunay que j'ai exposée dans une Note antérieure ([1]).

ASTRONOMIE. — *Sur une propriété de la diffraction par une ouverture circulaire.* Note ([2]) de M. **Maurice Hamy**.

La théorie de la diffraction par une ouverture circulaire, relative à un astre éclairé uniformément et de diamètre angulaire de l'ordre de grandeur du demi-degré, a donné lieu à des travaux de grande importance ([3]). Je me propose de revenir ici sur ce sujet, pour signaler une propriété, susceptible d'applications pratiques, de l'image d'un pareil astre au foyer d'une lunette.

Dans ce qui suit, nous appellerons D le diamètre linéaire d'un diaphragme circulaire, placé devant l'objectif d'une lunette, ε le demi-diamètre angulaire

---

([1]) *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 993.

([2]) Séance du 8 octobre 1928.

([3]) Pour la bibliographie, voir : Ch. André, *Traité d'Astronomie stellaire*, 1, p. 3 et 4; Nagaoka, *Astrophysical Journal*, 51, 1920, p. 73.

de l'astre, λ la longueur d'onde de la lumière admise dans l'œil de l'observateur, après passage à travers un écran sélecteur sensiblement monochromatique.

Donnons la dénomination de bord géométrique à la circonférence qui limiterait l'image de l'astre, dans le plan focal de la lunette, si les constructions de l'optique géométrique étaient applicables, en dépit de la diffraction. La théorie montre que l'intensité lumineuse de l'image focale ne varie pas d'une façon discontinue, quand on passe de l'intérieur à l'extérieur du bord géométrique. L'apparence de bord que l'on constate, quand on observe cette image, et que nous désignerons sous le vocable de bord optique, cette apparence, dis-je, n'est qu'une illusion résultant de l'imperfection de la vision et de la variation de l'intensité, rapide mais cependant continue, dans le voisinage du bord géométrique. Fonction de l'éclairement du champ, de la transparence du ciel et de l'objectif, de l'ouverture du diaphragme, de la qualité de l'œil de l'observateur, cette illusion n'est susceptible d'aucune définition physique. C'est pourquoi l'astronome qui pointe le bord optique n'est pas fondé à tirer de ses mesures la valeur du véritable diamètre de l'astre.

Dans le voisinage du bord géométrique, l'expression de l'intensité est uniquement fonction de la variable

$$x = 2\pi \frac{D\zeta}{\lambda},$$

ζ désignant la distance angulaire au bord géométrique, du point de l'image où l'on considère l'intensité. D'ailleurs cette expression contient en facteur la surface du diaphragme. En réalité, ce facteur mis à part, elle dépend aussi explicitement de D, mais les termes où ce paramètre figure, en dehors de x, apportent des appoints dont l'ensemble est d'autant plus petit que D est plus grand et de l'ordre de grandeur de quelques dix-millièmes de la valeur de l'intensité, pour un diaphragme suffisamment large. Or deux images d'un même objet, dont les éclairements diffèrent de quantités de l'ordre de grandeur du dix-millième, paraissent identiques, en les mettant côte à côte, et, *a fortiori*, quand on les examine l'une après l'autre. On est donc fondé pratiquement à raisonner comme si les expressions de l'intensité, dans le voisinage du bord géométrique, ne contenaient pas D en dehors de x. En conséquence, la surface du diaphragme étant proportionnelle à D^2, l'expression de l'intensité, dans le plan focal, au voisinage du bord géométrique, peut se mettre sous la forme

$$I = AD^2 f(x).$$

A étant une constante dépendant de la longueur d'onde λ, de ε et de l'unité d'intensité adoptée, que l'on peut choisir, pour simplifier, de façon que le produit A $f(x)$ se réduise à 1, au bord géométrique, c'est-à-dire pour $x = 0$. On a alors

$$(1) \qquad I = D^2 y,$$

y étant une fonction de x parfaitement définie, d'ailleurs très complexe, qui se réduit à 1, pour $x = 0$. La courbe de ses variations, dans le voisinage de l'origine, a été tracée par voie numérique, en donnant des valeurs rapprochées à la variable.

L'expression (1) fournit la valeur de l'intensité, en un point du plan focal, vu, du point nodal d'émergence de l'objectif, à la distance angulaire ζ du bord géométrique. Supposons que l'on observe le champ avec un oculaire donnant à la lunette le grossissement G, proportionnel à D, G = BD, B étant une constante. L'image virtuelle du point considéré est à une distance angulaire $Z = G\zeta$ de l'image du bord géométrique, quantité proportionnelle à x et indépendante de D explicitement. D'autre part, le grossissement G de la lunette étant proportionnel au grossissement propre g de l'oculaire, g est proportionnel à D. L'intensité de l'image virtuelle, au point considéré, elle-même proportionnelle à $\frac{1}{g^2}$, a pour valeur Ky, K étant une constante. La conclusion à tirer de ce qui précède est la suivante :

Quand on fait varier le diamètre D du diaphragme circulaire, disposé devant l'objectif de la lunette, l'oculaire étant constamment choisi de manière à fournir à la lunette un grossissement proportionnel à D, à chaque point x, y de la courbe d'intensité, dont il a été question plus haut, correspond un point du champ virtuel, fourni par l'oculaire, qui reste à une distance angulaire constante du bord géométrique et dont l'intensité, proportionnelle à y, reste invariable quand D varie.

Je montrerai, dans une prochaine Communication, quelles conséquences découlent de cette importante propriété.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur le rôle des atmosphères dans les occultations d'étoiles par les planètes.* Note [1] de M. **Ch. Fabry.**

Nous avons peu de connaissances précises sur les atmosphères des planètes. Nos moyens d'investigation se réduisent à l'observation directe de la surface qui peut déceler des nuages, l'examen spectroscopique, enfin l'observation des occultations d'étoiles. Il ne semble pas que ce dernier moyen ait donné tous les résultats qu'on peut en attendre.

Une planète dénuée d'atmosphère doit produire une disparition brusque de l'étoile occultée, sans aucune déviation préalable. S'il y a une atmosphère, on peut s'attendre à deux ordres de phénomènes : une déviation, et un affaiblissement précédant la disparition. Pour prévoir la diminution d'éclat, il semble que l'on ait pensé surtout à *l'absorption* de la lumière à travers l'atmosphère de la planète, sans songer qu'il y a une cause beaucoup plus importante d'affaiblissement : la divergence des rayons qui ont traversé l'atmosphère de la planète à diverses hauteurs. A la très grande distance où se trouve l'observateur, cette divergence produit une grande diminution d'éclat, même lorsque la portion d'atmosphère traversée est de densité très faible et n'exerce aucune absorption. C'est surtout cette partie du problème que je veux traiter ici; je montrerai que, s'il y a une atmosphère, la seule réfraction doit produire une forte diminution d'éclat, et que la comparaison entre les phénomènes observés et la théorie peut conduire à des résultats intéressants sur l'atmosphère de la planète.

Soit une planète de rayon R entourée d'une atmosphère homogène et à température uniforme. En fonction de l'altitude, la densité et la pression décroissent suivant une loi exponentielle; à l'altitude z la pression sera :

$$p = p_0 e^{-\frac{z}{h}}, \tag{1}$$

p_0 étant la pression à la surface et h une longueur donnée par l'équation (2), où g est l'accélération de la pesanteur à la surface de la planète et μ_1 la masse spécifique du gaz à la température de la planète et à la pression atmosphérique normale p_1

$$h = \frac{p_1}{g\mu_1}. \tag{2}$$

---

(1) Séance du 8 octobre 1928.

Soient d'autre part $n_1 = 1 + \varepsilon_1$ l'indice de réfraction du gaz à la pression normale p_1 et à la température de la planète; $n = 1 + \varepsilon$ l'indice à l'altitude z. On a

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \frac{p}{p_1}. \tag{3}$$

Sur cette planète tombent des rayons parallèles venant d'une étoile. On peut caractériser chaque rayon par l'altitude z du point de sa trajectoire le plus rapproché de la surface, d'où se déduisent par les équations (1) et (3) les valeurs de la pression p et de l'indice $1 + \varepsilon$ de la couche correspondante. La théorie de la réfraction atmosphérique donne alors la déviation totale ω subie par le rayon qui a traversé l'atmosphère dans ces conditions :

$$\omega = \varepsilon \sqrt{\frac{2\pi R}{h}}. \tag{4}$$

Soit D la distance de la Terre à la planète. Supposons qu'à un certain instant l'observateur soit dans une position telle qu'il reçoive le rayon que nous venons de considérer. Soit θ la *distance angulaire vraie* de l'étoile au bord de la planète, c'est-à-dire celle que l'on obtiendrait si l'atmosphère de la planète était supprimée, comptée positivement quand la position vraie de l'étoile est en dehors du disque. On a, avec une approximation suffisante :

$$\theta = \frac{h}{D} \operatorname{Log} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} - \varepsilon \sqrt{\frac{2\pi R}{h}}. \tag{5}$$

La distance apparente de l'étoile au bord de la planète est

$$\alpha = \theta + \omega = \frac{h}{D} \operatorname{Log} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}. \tag{6}$$

Les équations précédentes résolvent la partie géométrique du problème ; elles donnent les angles ω, θ, α en fonction de la variable auxiliaire ε et par suite font connaître ω et α en fonction de θ qui est connu (au moins à une constante près) par les éphémérides.

Passons à la partie photométrique du problème, que nous traiterons en négligeant toute absorption de la lumière. Soient E_0 l'éclat de l'étoile avant toute réfraction, E son éclat apparent à l'instant considéré. Il est commode d'introduire le rapport

$$\Phi = \frac{E_0 - E}{E}$$

que j'appellerai *l'affaiblissement;* il est lié à l'accroissement de « grandeur »

m par

(7) $$m = 2,5 \log_{10}(\Phi + 1).$$

En calculant la répartition, après réfraction, du flux lumineux compris entre deux cylindres infiniment voisins, on trouve l'affaiblissement

(8) $$\Phi = \frac{D}{h}\,\omega = \frac{D}{h}\sqrt{\frac{2\pi R}{h}}\,\varepsilon.$$

Enfin, il est intéressant de calculer *l'épaisseur réduite* de gaz traversé, c'est-à-dire la longueur qu'aurait la colonne de gaz que traverse la lumière si tous ses éléments étaient ramenés à la pression normale. On trouve pour cette quantité

(9) $$X = \sqrt{2\pi R h}\,\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}.$$

Il est commode de tout exprimer en fonction de l'affaiblissement Φ. J'introduirai les constantes suivantes :

$A = \frac{h}{D}$ (constante numérique extrêmement petite que l'on peut transformer en angle et qui n'est alors qu'une petite fraction de seconde);

$c = \frac{h^2}{\varepsilon_1 D}$ (longueur très petite) ;

$\varpi_1 = \frac{h}{D}\sqrt{\frac{h}{2\pi R}}\,\frac{p_1}{\varepsilon_1}$ (pression très petite).

On a alors, en fonction de l'affaiblissement Φ :

(I) Déviation : $\omega = A\Phi$;

(II) Distance angulaire vraie : $\theta = \text{const.} - A(\Phi + \text{Log}\,\Phi)$;

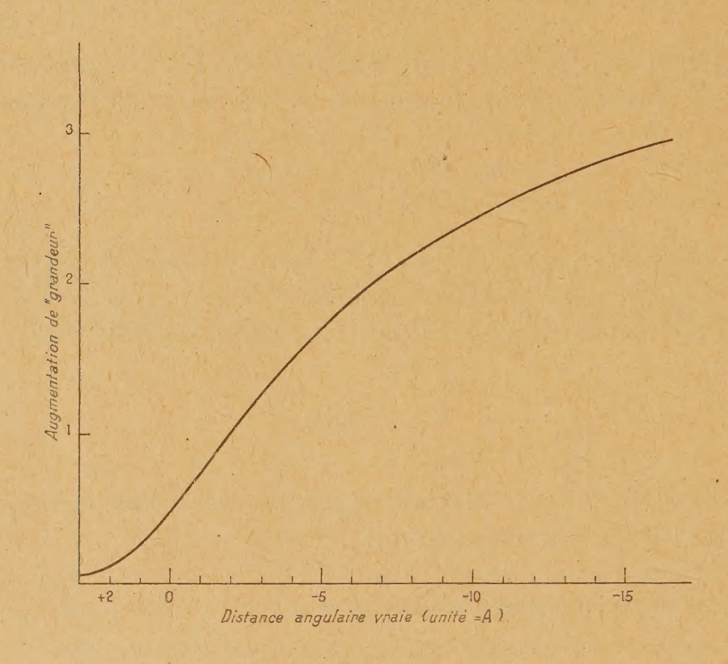
(III) Distance angulaire apparente : $\alpha = \text{const.} - A\,\text{Log}\,\Phi$;

(IV) Pression de la plus basse couche traversée : $p = \varpi_1\Phi$;

(V) Épaisseur réduite de gaz traversé : $X = c\Phi$.

Lorsque la planète s'approche de l'étoile, θ diminue linéairement en fonction du temps. La seule constante A (en plus d'une constante indéterminée) caractérise la courbe qui donne l'affaiblissement Φ et par suite l'augmentation de grandeur m en fonction de θ et par suite du temps. La figure représente la courbe donnant m en fonction de θ, en prenant comme unité en abscisses la quantité A. Pour toutes les planètes douées d'une atmo-

sphère les courbes donnant m en fonction de θ sont superposables par une translation et un changement d'échelle en abscisses.



S'il était possible d'étudier par l'observation la loi qui donne l'augmentation de grandeur pendant les instants qui précèdent l'occultation, la comparaison avec la courbe théorique donnerait la constante A et par suite la longueur h; celle-ci à son tour, au moyen de (2), donnerait μ_1, masse spécifique du gaz ramené à la pression normale sans changer sa température.

Le phénomène peut d'ailleurs se terminer de deux manières :

1° Si l'atmosphère a une densité suffisante, l'affaiblissement par réfraction continuera jusqu'à ce que l'étoile devienne invisible. On verra que, dans la plupart des cas, une atmosphère peu dense suffit à amener la disparition avant qu'il y ait eu réellement occultation; ce dernier phénomène n'est alors pas observable.

2° Cependant, si l'atmosphère n'a qu'une densité extrêmement faible, l'affaiblissement par réfraction peut être suivi de la disparition brusque due à la vraie occultation par la surface ou une couche opaque. Si l'on a pu observer l'affaiblissement qui précède immédiatement la disparition, l'équation (IV) permettra de calculer la pression à la surface.

La constante A étant très petite, la déviation ω reste très faible jusqu'à

la disparition totale de l'étoile, soit par affaiblissement progressif, soit par véritable occultation. On ne peut donc, dans tous les cas, observer que de très faibles déviations.

J'examinerai, dans une prochaine Note, l'ordre de grandeur vraisemblable des phénomènes dans les divers cas.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur l'unicité des spirochètes récurrents du groupe Dutton.* Note de MM. **Ch. Nicolle**, **C. Mathis** et **Ch. Anderson**.

Les spirochètes qui causent les fièvres récurrentes, bien que tout à fait semblables par leurs caractères morphologiques, ont une tendance générale à se distinguer les uns des autres. Les infections expérimentales qu'ils déterminent chez les vertébrés sensibles présentent souvent des caractères assez particuliers. Dans le cas où ceux-ci ne permettent pas une différenciation, les résultats de l'immunité croisée, les réactions sérologiques (l'agglutination, en particulier) séparent les spirochètes les plus voisins.

C'est ainsi, pour ne parler que du Nord de l'Afrique, que le spirochète causant l'infection naturelle des rongeurs des terriers de la région du Kef (Tunisie) n'est pas tout à fait identique à un autre spirochète qu'on rencontre sur les mêmes espèces dans la région de Carthage, distante de 100^{km}. Les invertébrés transmetteurs sont, pour le premier, *Ornithodorus Normandi;* pour le second, la même tique et une tique très voisine *Ornithodorus erraticus*. Le spirochète de la récurrente espagnole qui a comme réservoir de virus également les hôtes des terriers est transmis en Espagne et au Maroc par la même tique *Ornithodorus marocanus*. Si rapprochés qu'ils soient, les réactions d'immunité croisée et l'agglutination ne permettent pas une identification totale entre les spécimens isolés de tiques de l'Espagne et ceux des tiques du Maroc. Nous pourrions multiplier les exemples.

Or un spirochète récurrent échappe à ce caractère général, celui de la fièvre des tiques du centre de l'Afrique, le spirochète de Dutton. Des expériences parallèles, poursuivies dans les Instituts Pasteur de Tunis et de Dakar, prouvent, en effet, son unicité, quels que soient les pays d'origine, les vertébrés atteints et, sans doute, les invertébrés transmetteurs.

Les recherches faites à Tunis ont montré l'identité de caractères (pouvoir pathogène, immunités croisées, agglutination) du spirochète de Dutton du laboratoire de F. Mesnil (souche Ouzilleau) et du spirochète de la musaraigne de Dakar (souche Mathis). Cette identité a

paru si extraordinaire que le doute était venu sur la légitimité de ces souches et qu'une expérience de contrôle a paru nécessaire. Elle a été pratiquée avec un autre échantillon du spirochète de Dutton (origine Levaditi, qui le tenait de Kling, lequel le tenait de Plaut). Ce spirochète s'est montré absolument identique à celui de la souche Ouzilleau et à celui de la musaraigne de Dakar (Mathis).

Les recherches faites à Dakar ont donné des résultats concordants. Elles ont montré, par l'étude des immunités croisées, la parfaite identité des spirochètes de Dakar entre eux quelle que soit leur origine (musaraigne, rats sauvages, hommes naturellement atteints), et avec un nouvel échantillon du spirochète de la fièvre des tiques provenant d'*Ornithodorus moubata* de Brazzaville.

Il y a donc lieu de conclure que, si la tendance à la diversité est de règle chez les spirochètes récurrents transmis par les tiques, elle peut souffrir des exceptions. Celle qui concerne les spirochètes du groupe Dutton fait d'eux un groupe homogène.

M. **Camille Sauvageau** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire *Sur la végétation et la sexualité des Tiloptéridales* et d'un Mémoire intitulé *Un dernier mot sur les ioduques et les bromuques*.

M. **A. Bigot** fait hommage à l'Académie d'une brochure intitulée *Cérémonie d'Inauguration d'une Plaque sur la maison de famille d'*Augustin Fresnel, 24 juin 1928.

CORRESPONDANCE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les équations non linéaires aux dérivées partielles du second ordre, du type elliptique*. Note de M. **Georges Giraud**.

Les résultats obtenus pour les équations linéaires [1] permettent d'étudier les équations non linéaires sans aucune hypothèse d'analyticité, et il est

[1] *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 498.

remarquable que ces nouvelles démonstrations sont plus simples que d'autres restreintes aux équations analytiques (¹).

Soit $F(p_{1,1}, p_{1,2}, \ldots, p_{m,m}; p_1, p_2, \ldots, p_m; u; x_1, x_2, \ldots, x_m)$ une fonction de $\frac{1}{2}(m^2 + 5m + 2)$ arguments $(p_{\alpha,\beta} = p_{\beta,\alpha})$. Posons

$$a_{\alpha,\beta} = \frac{1}{2}\frac{\partial F}{\partial p_{\alpha,\beta}} \ (\alpha \neq \beta), \qquad a_{\alpha,\alpha} = \frac{\partial F}{\partial p_{\alpha,\alpha}}.$$

Regardons les p_α et les $p_{\alpha,\beta}$ comme représentant les dérivées premières et secondes d'une fonction u et considérons l'équation

$$(1) \qquad \mathcal{F}(u) = F(p_{\alpha,\beta}; p_\alpha; u; x_\alpha) = 0$$

que nous supposons appartenir au type elliptique relativement à une solution u et au domaine des valeurs considérées des x_α.

I. Si F a toutes ses dérivées d'ordre q continues (L) et si, dans le cas où $q = 1$, il en est de même des dérivées partielles des $a_{\alpha,\beta}$, et si u, ainsi que ses dérivées secondes et celles de ses dérivées troisièmes qui sont des dérivées de dérivées secondes figurant dans les $a_{\alpha,\beta}$, sont continus (L), u a toutes ses dérivées d'ordre $q + 2$ continues (L) dans tout domaine fermé intérieur à la région considérée.

II. Soit D un domaine ouvert de frontière S; les coordonnées des points de S sont supposées exprimables en fonctions de $m - 1$ paramètres dont les dérivées d'ordre $q + 2$ $(q \geq 3)$ sont continues (L) et dont les m déterminants fonctionnels ne peuvent s'annuler ensemble. On suppose que les hypothèses de la proposition I sont satisfaites dans D pour cette valeur de q, et que, si $q = 3$, les dérivées troisièmes des $a_{\alpha,\beta}$ par rapport aux $p_{\alpha,\beta}$, p_α, u, x_α, sont continues (L). On suppose que les dérivées cinquièmes de u sont continues même sur S et que les dérivées d'ordre $q + 2$ des valeurs que prend u sur S sont continues. Alors les dérivées d'ordre $q + 2$ de u sont continues dans $D + S$. Si les dérivées d'ordre $q + 2$ des valeurs que prend u sur S sont continues (L), il en est de même des dérivées d'ordre $q + 2$ dans $D + S$.

III. Si les dérivées cinquièmes de F par rapport aux $p_{\alpha,\beta}$, p_α, u, x_α, et les dérivées cinquièmes des coordonnées des points de S par rapport aux $m - 1$ paramètres sont continues (L); si d'autre part on connaît une solution u_0 de l'équation (1) qui soit continue dans $D + S$ ainsi que ses

(¹) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 43, 1926, p. 1 à 128, où il y a lieu de faire la rectification signalée dans la Note ci-dessus citée.

dérivées cinquièmes, les valeurs sur S de ces dérivées cinquièmes étant des fonctions continues (L) des paramètres des points de S, et si l'on se donne une fonction φ de ces paramètres dont les dérivées jusqu'au cinquième ordre soient continues (L); enfin si le domaine D (homothétique à un domaine donné) est assez petit dans toutes ses dimensions et si t est assez petit, l'équation admet une solution et une seule, tendant vers u_0 quand t tend vers zéro, et prenant sur S les mêmes valeurs que $u_0 + t\varphi$.

La démonstration s'appuie sur un procédé d'approximations successives déjà employé dans un autre travail ([1]), mais le procédé pour prouver la convergence diffère. On commence par déduire de la proposition II que les dérivées cinquièmes de u_0 sont continues (L). On en déduit, à l'aide des propositions sur les équations linéaires, qu'il en est de même des dérivées cinquièmes des approximations successives, mais avec des exposants tendant vers zéro; c'est cette dernière particularité qui oblige à employer ce mode d'approximations successives, car elle entraîne l'existence des coefficients augmentant indéfiniment quand on passe de la limitation d'une approximation à celle de la suivante.

Les démonstrations des propositions II et III exigent moins d'hypothèses relatives à u dans différents cas dont les principaux sont : 1° celui où les $p_{\alpha,\beta}$ figurent linéairement dans F; dans ce cas, on peut prendre $q = 2$ et remplacer dans les énoncés les dérivées cinquièmes par les dérivées quatrièmes; 2° celui où, en outre, les $a_{\alpha,\beta}$ ne contiennent pas les dérivées de u; on peut alors prendre $q = 1$, et remplacer les dérivées cinquièmes par les dérivées troisièmes; 3° celui où, en outre, les $a_{\alpha,\beta}$ ne dépendent pas de u; on peut alors prendre $q = 0$ et supposer seulement que les dérivées de u sont continues (L) dans D + S et les dérivées secondes continues en tout point de D.

Enfin les mêmes procédés s'appliquent au cas où l'on fait des hypothèses d'analyticité. On a alors les résultats suivants :

IV. Si F est holomorphe et si les hypothèses de la proposition I sont satisfaites dans un domaine D, u est holomorphe en tout point intérieur à D.

V. Dans les mêmes hypothèses, si en outre la frontière S de D est régulièrement analytique et que u prenne sur S des valeurs analytiques et si les hypothèses de la proposition II sont satisfaites, u est prolongeable analytiquement à travers S.

([1]) *Loc. cit.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les surfaces de niveau du potentiel d'un ensemble de points.* Note de M. **Florin Vasilesco**, transmise par M. Hadamard.

Dans une Note précédente [1], j'ai montré comment les ensembles ***réduits*** bornés, peuvent être seuls considérés pour l'étude des ensembles bornés quelconques, au point de vue du potentiel et de la capacité.

Soient E un ensemble réduit borné et $v(P)$ son potentiel. Désignons par μ un nombre quelconque plus grand que zéro et plus petit que l'unité, et par S_μ une *surface de niveau* du potentiel, c'est-à-dire, par définition, la frontière du domaine formé des points où $v(P) < \mu$. Il peut y avoir, sur une telle surface, des points de E. Si l'ensemble E se réduit à un bon conducteur électrique pour lequel le problème extérieur de Dirichlet est possible, S_μ coïncide avec la surface de niveau classique définie par l'équation $v(P) = \mu$.

I. *Le potentiel de toute surface de niveau* S_μ *du potentiel* $v(P)$ *d'un ensemble réduit borné* E *est égal à* $\frac{1}{\mu} \cdot v(P)$.

Appelons D_μ le domaine constitué par les points où $v(P) < \mu$. Ce domaine s'étend à l'infini et a comme frontière S_μ.

Soit $v'(P)$ la solution du problème de Dirichlet généralisé, pour le domaine D_μ et des valeurs constantes égales à 1 sur sa frontière S_μ. Dans ce domaine, $v(P)$ est inférieure à μ et, par conséquent, la plus grande limite de $v(P)$ à la frontière de D_μ, lorsqu'on s'en approche par des points de D_μ, est au plus μ. D'après le théorème de M. O. Perron [2] on a donc l'inégalité

$$(1) \qquad \mu . v'(P) \geqq v(P).$$

Remarquons qu'en tout point de S_μ n'appartenant pas à E, $v(P)$ tend vers μ et, d'après l'inégalité précédente, $v'(P)$ tend vers 1. Or nous avons montré dans un Mémoire intitulé *Sur les singularités des fonctions harmoniques*, qui va paraître prochainement dans un autre Recueil, que cela suffit pour que ce point soit régulier. Nous avons donc incidemment le théorème suivant :

II. *Tout point de* S_μ *n'appartenant pas à* E *est régulier pour le domaine*

---

[1] *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 1572.

[2] *Eine neue Behandlung der ersten Randwertaufgabe für* $\Delta_n = 0$ (*Math. Zeitschrift*, **18**, 1924, p. 37).

infini et D'UN SEUL TENANT (on verra que ces mots sont inutiles, th. III), *extérieur à* S_μ.

Je vais utiliser maintenant un raisonnement de M. O. D. Kellogg. Soient $\sigma_1 > \sigma_2 > \ldots > \sigma_n > \ldots$ une suite de surfaces régulières, tendant vers E, dont les potentiels $v_1(P) > v_2(P) > \ldots > v_n(P) > \ldots$ définissent $v(P)$. Sur la frontière du domaine T_n, commun à D_μ et à l'extérieur (qui ne comprend pas E) de σ_n, on a $v_n(P) > \mu . v'(P)$. A l'aide de la remarque précédente, on voit que cette inégalité subsiste dans T_n; elle donne à la limite

$$v(P) \geq \mu . v'(P). \tag{2}$$

Les inégalités contraires (1) et (2) expriment donc l'égalité qui démontre le théorème I.

Si le domaine D_μ n'était pas d'un seul tenant, il comprendrait un domaine borné d'un seul tenant, dans lequel $v'(P)$ serait constante, alors que $v(P)$ ne le serait pas. Donc :

III. *Le domaine* D_μ *est infini et d'un seul tenant.*

Soit P_0 un point irrégulier de E. Comme nous l'avons montré dans le Mémoire cité ci-dessus, la plus petite limite de $v(P)$ en P_0 est inférieure à 1, soit λ_0. P_0 se trouve sur S_{λ_0}, et l'on a les propositions suivantes :

IV. *Le point* P_0 *est régulier pour la surface de niveau* S_{λ_0} *frontière du domaine* D_{λ_0}.

V. *Le point* P_0 *est irrégulier pour toute surface de niveau* $S_{\lambda'}$, *frontière du domaine* $D_{\lambda'}$, *lorsque* $\lambda_0 < \lambda' < 1$.

Les théorèmes II, IV et V caractérisent donc complètement les points réguliers et irréguliers des surfaces de niveau.

Voici comment on peut utiliser les théorèmes précédents pour élucider l'importante question de savoir si : *tout ensemble de capacité non nulle a, ou n'a pas, nécessairement des points réguliers.*

S'il existait un tel ensemble sans points réguliers, j'ai montré, dans le Mémoire indiqué, comment on pourrait s'arranger de manière que, en chacun de ses points, la plus petite limite du potentiel de l'ensemble soit inférieure à un nombre fixe $\lambda_0 < 1$.

Tous ses points se trouveraient donc sur toutes les surfaces de niveau $S_{\lambda'}$ où $\lambda_0 < \lambda' < 1$, et seraient irréguliers.

M. O. D. Kellogg a démontré dans une Note précédente des *Comptes rendus* que cela est impossible dans l'espace à deux dimensions.

La question reste ouverte pour les espaces à plus de deux dimensions.

MÉCANIQUE RATIONNELLE. — *Sur la stabilité à la Poisson.* Note de M. N. ČETAJEV, transmise par M. Paul Appell.

Ayant eu l'occasion de m'occuper du mouvement d'une masse liquide, j'ai donné à l'unique théorème sur l'instabilité à la Poisson, de Poincaré (*Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique*, p. 69), une extension qu'il peut être intéressant de faire connaître.

Supposons que, dans le mouvement que nous considérons, les trajectoires qui vont des points P_0 d'une région r_0 sont invariantes, quand le temps initial t_0 s'augmente de

$$t_0 + k\tau.$$

où k désigne un nombre entier quelconque et τ une constante, que le point mobile P ne sortira jamais d'une région limitée R, si sa position initiale P_0 se trouve dans R_0, et moyennant certaines hypothèses sur la mesure (volume au sens de Lebesgue) de l'ensemble W de points mobiles

$$\text{mes}\, W = \int_W dx_1\, dx_2 \ldots dx_n$$

pour l'instant $t = t_0 + u\tau$.

THÉORÈME FONDAMENTAL. — *Presque partout (à l'exclusion peut-être d'un ensemble de points de mesure nulle), dans la région r_0, les trajectoires ont la stabilité à la Poisson.*

Désignons par $B_j^{(i)}$ les conséquentes successives ($i = 1, 2, \ldots$) d'une certaine partie B_j de la région r_0. Si $B_j^{(i)}$ et $B_j^{(i+k)}$ ont une partie commune, il est clair que B_j et $B_j^{(k)}$ devront avoir une partie commune.

Soit $A(h)$ l'ensemble de points P_0 de r_0 pour lesquels les distances $P_0P_{i_0}$, où P_i désignent $i^{\text{ème}}$ conséquente de P_0, sont plus grandes que h. $A(h)$ sur chaque valeur de h a le volume mesurable au sens de Lebesgue. Démontrons que

$$\text{mes}\, A(h) = 0.$$

Pour cela, divisons la région r_0 par l'ensemble dénombrable des régions

$$U_1, \quad U_2, \quad \ldots;$$

diamètres, lesquelles soient moins que h, et comprenons

$$B_j = A(h)\, U_j.$$

Nous avons

$$\text{mes}\, A(h) \leq \sum_j \text{mes}\, B_j.$$

Il est clair que des conséquentes B_j^i et B_j^k n'ont pas des parties communes et se trouvent dans R. $B_j^{(i)}$ sont les ensembles mesurables

$$\sum \text{mes}\, B_j^{(i)} < \text{mes}\, R\,;$$

mais

$$\text{mes}\, B_j^{(i)} \geq \mu\, \text{mes} B,$$

donc

$$\text{mes}\, B_j = 0.$$

Ainsi

$$\text{mes}\, A(h) = 0. \qquad \text{C. Q. F. D.}$$

Le théorème peut être généralisé en supposant qu'il existe une intégrale positive quelconque

$$\int_W M\, dx_1\, dx_2 \ldots dx_n$$

remplaçant l'intégrale $\int_W dx_1 dx_2 \ldots dx_n$.

MÉCANIQUE. — *Sur un nouveau procédé d'alimentation des moteurs à explosion.* Note de M. F. **Rochefort**, présentée par M. G. Kœnigs.

On sait l'intérêt que présente, au point de vue économique, le remplacement de l'essence, pour l'alimentation des moteurs, par les huiles lourdes trois fois moins coûteuses. Par ailleurs, le développement des applications aéronautiques, où l'expérience ne confirme que trop cruellement la gravité des dangers d'incendie dus à l'essence, donne à ce problème un caractère de plus en plus urgent.

Le moteur à combustion, qui résout la question pour de nombreuses applications industrielles, n'a pu toutefois remplacer le moteur à explosion dans celles où la souplesse de marche, les vitesses élevées et les grandes puissances massiques sont des qualités essentielles. La raison simple en est que l'on dispose, dans le système à explosion, d'un temps relativement

considérable pour préparer un mélange combustible homogène avant l'allumage; au contraire, dans les systèmes à combustion, il est difficile d'obtenir, à des régimes variés, le contact correct, au moment précis de l'injection, du combustible avec l'oxygène qui lui doit correspondre, et d'éviter des décompositions pyrogénées laissant des résidus. De plus, faute de pouvoir utiliser tout l'oxygène de la cylindrée, on ne peut atteindre des valeurs élevées du rendement volumique.

Les multiples tentatives faites, depuis de nombreuses années, pour alimenter les moteurs à explosion en combustibles lourds au moyen de carburateurs chauffés, n'ont jamais donné de résultats bien encourageants. On s'y heurte à des difficultés rédhibitoires qui paraissent inhérentes au principe même de la méthode : ce sont en particulier les recondensations, désastreuses pour la conservation du moteur, et l'absence de souplesse du réglage de réchauffage dans les variations rapides de régime. On peut signaler de plus que la raréfaction de la cylindrée par chauffage de l'admission interdit les hauts rendements massiques.

Il reste alors la solution de préparer mécaniquement un mélange homogène quasi gazeux au moyen d'un injecteur. La difficulté à vaincre est d'obtenir une pulvérisation assez parfaite des combustibles lourds pour que le mélange puisse se comporter comme les mélanges carburés à l'essence, au moment de l'allumage par étincelle. Cette difficulté est considérable au point d'être couramment considérée comme insurmontable.

Nous sommes arrivé à la résoudre, et à conserver, avec l'alimentation au gas-oil pulvérisé, la correction et la souplesse de marche du moteur à essence. Ce résultat a été obtenu en combinant un dispositif spécial de pulvérisateur mixte (actions mécanique et pneumatique) avec une méthode entièrement nouvelle de pulvérisation utilisant, au lieu d'air pur, du gaz comprimé, déjà carburé pour son propre compte, fourni par le moteur lui-même.

Au début de la course de compression, une soupape démasque des ajutages par lesquels une chambre auxiliaire pleine de gaz carburé comprimé se décharge dans le cylindre. Le jet gazeux déchire transversalement une nappe liquide très mince laminée par une pompe d'injection devant la sortie des ajutages; il réalise sa pulvérisation et son mélange homogène avec l'air de la cylindrée. Une fois l'équilibre établi, le piston, qui continue à monter, refoule dans la chambre auxiliaire une partie du gaz normalement carburé qui a été ainsi préparé. Un peu avant l'allumage, les communications sont refermées, isolant dans la chambre auxiliaire une masse de gaz carburé

identique (en régime permanent) à celle qu'elle contenait avant l'injection.

On peut, avec ce processus, utiliser des chutes de pression sous des rapports élevés (4 à 1, 5 à 1, et plus), irréalisables dans les pulvérisateurs à succion, et difficiles à obtenir dans les pulvérisateurs de Diesel, à cause des grandes valeurs de la pression d'aval. Elles fournissent des pulvérisations extrêmement fines, encore beaucoup améliorées par ce fait que la carburation préalable du gaz pulvérisateur diminue le rapport entre la masse liquide à pulvériser et la masse gazeuse dans laquelle on doit la répartir.

De plus cette solution, comparée à celle qui comporterait un compresseur auxiliaire de pulvérisation, réalise une grosse simplification de construction et une importante économie d'utilisation en évitant les très mauvais rendements de ces appareils.

Dans le cas des moteurs polycylindriques, la chambre prend la forme d'un collecteur d'intercommunication dans lequel débouchent les injecteurs à soupapes des divers cylindres : c'est la solution logique et normale où ce nouveau système trouve son application la plus parfaite grâce au brassage intense qu'assurent les transvasements de cylindre à cylindre (1). On peut toutefois l'appliquer même à des moteurs monocylindriques, la chambre devenant un simple cul-de-sac : l'expérience a montré que, même sous cette forme imparfaite, le système donne des résultats remarquables.

Le réglage est fait par action simultanée sur l'admission d'air et sur l'injection de combustible.

Le procédé peut être appliqué, par addition des organes spéciaux d'injection (et suppression des carburateurs), sur des types de moteurs à explosion consacrés par l'expérience, et en particulier sur des moteurs d'aviation, pour apporter une solution rapide au grave problème de sécurité auquel il a été fait allusion plus haut.

L'injection du combustible étant faite dans le cylindre une fois clos, le système se prête aussi bien à la réalisation de moteurs à deux temps que de moteurs à quatre temps.

---

(1) Ces transvasements sont d'ailleurs un facteur particulièrement avantageux pour le bon équilibrage de marche des divers cylindres.

MÉCANIQUE. — *Les équations du mouvement d'une voiture automobile.* Note de M. J. **Peltier**, présentée par M. Rateau.

J'écris l'équation du mouvement du centre de gravité sous la forme

$$(1)\qquad \frac{P_0}{g}\frac{dV}{dt} = \frac{\Gamma}{R} - \Phi - P\sin\alpha,$$

P désignant le poids total de la machine en ordre de marche, et

$$P_0 = P + \frac{1}{V^2}\sum p_i r_i^2 \Omega_i^2$$

tenant compte de l'inertie des organes en rotation;

V, vitesse de translation du centre de gravité;
Γ, couple effectivement utilisable sur les roues;
R, rayon de roulement des roues propulsives;
Φ, ensemble des résistances (air, frottements de roulement, etc.);
α, pente du terrain (angle) sur l'horizontale;
C, couple sur l'arbre moteur à la vitesse angulaire Ω;
$k < 1$, $k' < 1$, rapports de réduction de la boîte de vitesse et du pont arrière.

Je puis définir le rendement global de la transmission ρ par l'expression

$$(2)\qquad C\Omega\rho = C\Omega - (\psi + \varepsilon C\Omega),$$

ψ, pertes de puissance fonction de la vitesse (battage de l'huile, etc.); εCΩ, pertes fonction de la charge (ε dépendant du nombre de couples d'engrenages en prise).

Je détermine expérimentalement l'ensemble $\Phi + \frac{\psi}{V}$, grâce à *des mesures à l'accéléromètre* sur voiture roulant moteur débrayé. J'obtiens ainsi à quelques pour 100 près (par la méthode des moindres carrés) l'expression à coefficients positifs suivante :

$$(3)\qquad \Phi + \frac{\psi}{V} = a + bV + cV^2.$$

Posant alors $\Gamma = \frac{C\rho}{kk'}$ et tenant compte de (2), puis supposant le mouvement sans glissement, j'obtiens :

$$(4)\qquad \frac{\Gamma}{R} = \frac{C(1-\varepsilon)}{Rkk'} - \frac{\psi}{V}.$$

Des recherches analytiques d'essais permettent d'écrire avec une très bonne approximation :

$$(5) \qquad C = a' + b'\Omega + c'\Omega^2$$

($a' > 0$, $b' > 0$, $c' < 0$. Pleine ouverture du carburateur).

Tenant alors compte de (3), (4) et (5), puis posant

$$(6) \qquad \begin{cases} A_0 = \dfrac{1-\varepsilon}{Rkk'} a' - a - P \sin\alpha, \\ B_0 = \dfrac{1-\varepsilon}{(Rkk')^2} b' - b, \\ C_0 = \dfrac{1-\varepsilon}{(Rkk')^3} c' - c. \end{cases}$$

l'équation du mouvement devient

$$(7) \qquad \frac{P_0}{g} \frac{dV}{dt} = A_0 + B_0 V + C_0 V^2;$$

et son intégration, supposant constante ou nulle la pente du terrain, donne

$$(8) \qquad t = \frac{1}{\Delta} \log_e \frac{(\Delta - B_0 - 2C_0 V)(\Delta + B_0 + 2C_0 V_i)}{(\Delta + B_0 + 2C_0 V)(\Delta - B_0 - 2C_0 V_i)}$$

avec

$$\Delta = \sqrt{B_0^2 - 4A_0 C_0}.$$

et la vitesse limite, atteinte lorsque $t = \infty$, peut s'écrire

$$(9) \qquad V_L = \frac{-B_0 - \Delta}{2C_0}.$$

Le maximum de $\dfrac{dV}{dt}$, soit γ_M, a lieu pour une vitesse

$$(10) \qquad V' = \frac{-B_0}{2C_0},$$

comprise entre $V = 0$ et $V = V_i$. Il est donné par

$$(11) \qquad \frac{P_0}{g} \gamma_M = \frac{\Delta^2}{-4C_0},$$

ou enfin, d'après (9),

$$(12) \qquad \frac{P_0}{g} \gamma_M = \frac{(B_0 + 2C_0 V_i)^2}{-4C_0}.$$

En résumé, pour telles valeurs données de V_i, les accélérations seront d'autant plus grandes que B_0 sera plus fort et $-C_0$ plus faible, ainsi que P_0.

HYDRODYNAMIQUE. — *Sur l'écoulement à travers un orifice rectangulaire long et étroit.* Note [1] de M. **R. Mazet**, présentée par M. G. Kœnigs.

Soit un liquide pesant qui s'écoule par un orifice rectangulaire horizontal situé au fond d'un vase dont les parois latérales sont très éloignées. L'orifice est assez long pour que, vers son centre, le mouvement puisse être regardé comme parallèle à un plan fixe vertical xOz ($x'Ox$: trace du fond du vase, $z'Oz$: verticale ascendante). L'hypothèse dont nous sommes partis dans une précédente Note [2], en vue d'exprimer simplement le potentiel des vitesses $\varphi(x, z \mid t)$, revient à admettre qu'à une distance déterminée R de l'orifice le mouvement du liquide est insensible et la pression sensiblement égale à la pression hydrostatique $p_1 - \rho g z$. On peut donc écrire, à partir de l'équation fondamentale $\frac{V^2}{2} + \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = 0$ et pour $x^2 + z^2 = R^2$, $z \geqq 0$:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{p_1}{\rho}.$$

Soit AB l'orifice (A d'abscisse $a > 0$, B d'abscisse $b < 0$). En posant :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\int_b^a \frac{\partial^2\varphi(x, 0 \mid t)}{\partial z\, \partial t}\, dx$$

et supposant, comme il est logique de le faire, $\frac{4R}{a-b}$ (que nous désignerons par σ) grand vis-à-vis de l'unité, on a sensiblement pour $x^2 + z^2 = R^2$, $z \geqq 0$:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{1}{\pi}\left[\frac{\partial q}{\partial t}\log\sigma - \int_0^\pi \frac{\partial\varphi(x', 0 \mid t)}{\partial t}\, d\Theta\right] \qquad \left(x' = \frac{a-b}{2}\cos\Theta + \frac{a+b}{2}\right),$$

et, par suite,

$$(1) \qquad \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\log\sigma}\left[\pi\frac{p_1}{\rho} - \int_0^\pi \left(\frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho}\right)_{\substack{x=x' \\ z=0}} d\Theta\right].$$

Dans un écoulement observé, l'expérience peut fournir $\frac{\partial q}{\partial t}$ (dérivée du débit) et p_1, ainsi que la vitesse V et la pression p en chaque point de l'orifice. La formule (1) fixe alors σ, d'où R, et le potentiel des vitesses ne peut être représenté, d'une manière approchée, par un potentiel logarithmique

[1] Séance du 8 octobre 1928.

[2] *Sur l'écoulement par jet* (*Comptes rendus*, 183, 1926, p. 735).

qu'à l'intérieur du demi-cylindre $x^2+z^2=R^2$, $z\geqq 0$. Cette représentation n'est valable dans tout le liquide (pour $z\geqq 0$) que lorsque $\frac{\partial q}{\partial t}=0$ (cas, entre autres, du mouvement permanent) : dans ce cas, le crochet est nul et σ est arbitraire.

Pour fixer *a priori* σ, on peut faire le raisonnement suivant : La plus grande hauteur à laquelle puisse s'élever le liquide au-dessus de l'orifice est $h=\frac{p_1}{\rho g}$. On doit donc prendre, pour que la région considérée ne sorte pas du liquide, $R\leqq h$. Mais, d'autre part, l'hypothèse initiale est d'autant plus exacte que R est plus grand. On est donc conduit finalement à prendre $R=h$, d'où $\sigma=\frac{4h}{a-b}$.

Pour achever de définir le mouvement à l'instant t, nous supposerons connue la fonction $\varphi(x, 0\,|\,t)$ pour $a\geqq x\geqq b$. On a alors

$$\frac{\partial\varphi(x, 0\,|\,t)}{\partial z}=-\frac{2}{\pi\sqrt{(a-x)(x-b)}}\left[q(t)+\frac{(a-b)^2}{4}\int_0^\pi\frac{\partial\varphi(x', 0\,|\,t)}{\partial x'}\,\frac{\sin^2\Theta}{x-x'}\,d\Theta\right],$$

$$q(t)=\frac{1}{\log\sigma}\left[\int_0^\pi\varphi(x', 0\,|\,t)\,d\Theta+\pi(ght-\varphi_0)\right]$$

($a\geqq x\geqq b$, φ_0 : constante déterminée avec les conditions initiales).

Les conditions de l'écoulement par jet aux deux bords, exprimées par $\varphi'_z(a, 0\,|\,t)=\varphi'_z(b, 0\,|\,t)=0$, équivalent aux suivantes :

$$(\mathrm{J})\quad\left\{\begin{aligned}&\int_0^\pi\frac{\partial\varphi(x', 0\,|\,t)}{\partial x'}\,d\Theta=0,\\&\int_0^\pi\varphi(x', 0\,|\,t)\,d\Theta+\frac{(a-b)\log\sigma}{2}\int_0^\pi\frac{\partial\varphi(x', 0\,|\,t)}{\partial x'}\cos\Theta\,d\Theta+\pi(ght-\varphi_0)=0.\end{aligned}\right.$$

Supposons maintenant que l'orifice s'ouvre symétriquement par rapport à O suivant la loi $b=-a$, $t=\int_0^a\omega(a')\,da'$ $[\omega(a')\geqq 0]$. Pour achever de déterminer le mouvement du liquide partant du repos ($\varphi_0=0$), nous nous donnerons la fonction [1]

$$\varphi'_t(x, 0\,|\,t)=\chi(x\,|\,a)\qquad(|x|\leqq a)$$

supposée, ainsi que χ'_x, finie et continue par rapport à x et bornée par rap-

---

[1] *Sur l'écoulement d'un liquide à partir du repos dans un liquide de même densité en mouvement permanent* (*Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 799).

port à a. Le potentiel des vitesses est alors défini par

$$\varphi(x, 0 \mid t) = \int_0^{|x|} \frac{\partial\varphi(x, 0 \mid t')}{\partial t'} \omega(a')\, da' + \int_{|x|}^{a} \chi(x \mid a')\, \omega(a')\, da' \qquad (|x| \leqq a),$$

avec

$$\frac{\partial\varphi(x, 0 \mid t')}{\partial t'} = -\frac{1}{\pi}\left[\frac{\partial q}{\partial t'} \log \frac{|x| + \sqrt{x^2 - a'^2}}{a'} - \sqrt{x^2 - a'^2} \int_0^{\pi} \frac{\chi(x' \mid a')}{x - x'}\, d\Theta\right]$$

$$(|x| \geqq a, \quad x' = a' \cos\Theta),$$

$$\frac{\partial q}{\partial t'} = \frac{1}{\log \frac{2R}{a'}} \left[\int_0^{\pi} \chi(x' \mid a')\, d\Theta + \pi g h\right].$$

On démontre que la fonction $\varphi(x, 0 \mid t)$ $(|x| \leqq a)$ vérifie, quel que soit t, les conditions (J). D'autre part, pour que φ'_x soit continue au point zéro, il faut et il suffit que

$$[\chi(0 \mid a) + gh] \frac{\omega(a)}{\log \frac{2R}{a}} \to 0, \quad \text{quand} \quad a \to 0.$$

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Le problème de la marée de l'Euripe.* Note de M. **D. Éginitis**, présentée par M. G. Bigourdan.

Depuis l'antiquité, un grand nombre de savants se sont occupés du *problème de l'Euripe;* ainsi on a pu expliquer quelques-unes des nombreuses questions dont il est composé, mais pas toujours avec les preuves scientifiques nécessaires ou d'une manière complète.

La solution donc *générale* et *complète* de ce problème n'a pas été donnée jusqu'ici. Dans un Mémoire qui va être publié prochainement, j'ai traité cette solution au moyen des observations faites par Mansell Miaoulis et le Service Hydrographique hellénique, ayant aussi pris en considération et discuté les beaux travaux relatifs de MM. Forel, Miaoulis, Krümmel, Endros et von Sternech fils. Je vais résumer ici mes conclusions, relatives aux principales questions de ce problème.

1. La marée de l'Euripe est presque exclusivement une *marée dérivée*, provenant non pas seulement de la mer Égée, comme on a supposé jusqu'ici, mais principalement de la Méditerranée orientale, qui oscille simultanément avec la Méditerranée occidentale. La mer Égée serait ainsi le canal par lequel sont transmises les ondes des marées, formées dans le bassin oriental méditerranéen. La grande différence des temps d'établissement des deux

ports de Chalcis (Nord et Sud), situés de part et d'autre du détroit de l'Euripe, à une distance de 40 mètres seulement l'un de l'autre, ainsi que l'identité absolue du rapport $\frac{S_2}{M_2}$ dans le port sud et dans la Méditerranée orientale, confirment l'exactitude de cette hypothèse. Sans cette origine de la marée de l'Euripe, origine qui constitue une des questions fondamentales de son problème, plusieurs de ces questions resteraient inexplicables.

2. *Le courant réglé*, qui s'établit pendant 23-24 jours du mois lunaire, aux environs et pendant les syzygies, commence à la mi-marée montante, sa vitesse augmente jusqu'au moment de la haute mer et diminue ensuite, pour s'annuler à la mi-marée descendante, à partir de laquelle il est remplacé par le courant de jusant. Le courant réglé, suivant l'opinion que M. Endros a proposée le premier, mais sans en donner aucune démonstration, est l'effet de la *grande différence du niveau des deux ports*. En effet, nous avons démontré, de même que M. Sterneck, que, *par suite du frottement du golfe en général et de l'étroitesse du détroit*, l'oscillation *unique*, suivant la théorie des ondes dérivées dans les canaux, est impossible; il s'ensuit donc que *les deux ports de Chalcis oscillent indépendamment l'un de l'autre* et, par conséquent la différence de leur niveau est la seule cause qui produit ce courant réglé. Ce résultat *théorique*, nous avons pu le confirmer et le compléter par plusieurs autres démonstrations plus sûres, tirées des observations; ce sont des preuves nécessaires, mais qui n'étaient pas données jusqu'ici.

3. *La grande différence du niveau des deux ports* ($0^m,78 - 0^m,32 = 0^m,46$ vers les syzygies) est, suivant nos calculs, qui s'accordent avec ceux de M. Sterneck, l'effet de la différence de la quantité d'eau qui arrive à ces ports, pendant une demi-période de la marée; d'ailleurs la configuration de ces ports ainsi que d'autres causes, comme le vent et la variation de la pression barométrique, y contribuent aussi.

4. Le *courant déréglé*, qui s'établit pendant 2-3 jours après chaque quadrature et change de sens jusqu'à 12-15 fois par jour, sans suivre aucune règle, est l'effet non seulement de l'action des *seiches*, comme l'a supposé Forel, mais d'autres causes aussi. Malgré l'ancienne tradition, suivant laquelle Aristote, n'ayant pas pu expliquer les courants déréglés de l'Euripe, s'y est noyé, c'est le grand Stagirite pourtant qui les a expliqués le premier par sa théorie des δαλαντώσεων (balancements) exposée dans un passage de ses *Météorologiques* (II, 1). Ce n'est que 2200 ans après que Forel les a expliqués par la même théorie (des *seiches*). Suivant cette

théorie, la grande différence du niveau n'existant plus vers les quadratures, par suite de la grande valeur de $\frac{S_2}{M_2}$, l'action des seiches dépasse alors la marée lunisolaire et produit ainsi les fréquents changements de sens du courant dans l'Euripe.

5. La *grande différence des temps d'établissement des deux ports* ($1^h 15^m$), quand on suppose que la marée provient de la Méditerranée orientale, s'explique aisément par la différence des temps, égale précisément à $1^h 15^m$, que met l'onde pour arriver aux deux ports. C'est par cette différence des temps d'établissement que nous avons expliqué aussi le phénomène de l'apparition en même temps du flux d'un côté et du reflux de l'autre du détroit de l'Euripe.

6. Le *retard diurne* de la marée, qui est très petit ($22^m,2$) vers les syzygies et très grand vers les quadratures et fut considéré comme *unique* à l'Europe ou *impossible*, est conforme à la théorie des marées et s'explique facilement par la grande valeur de $\frac{S_2}{M_2}$; les valeurs des ondes harmoniques, mises dans les formules relatives de la théorie des marées, nous donnent des résultats conformes à l'observation. Ce phénomène est général aux côtes et c'est seulement par son degré qu'il diffère à l'Euripe, où il est tel qu'il doit être dans tous les pays où le rapport $\frac{S_2}{M_2}$ est aussi grand.

7. Le *renversement des heures* de la première haute mer après la fin du courant déréglé, *comme s'il y manquait une basse mer*, est l'effet de la grande différence des valeurs du retard diurne et, par conséquent, de la grande valeur de $\frac{S_2}{M_2}$.

8. La *durée du courant* N est plus grande que celle du courant S de 27^m; cette différence provient de celle de la distance des phases extrêmes de la marée par rapport au niveau moyen. L'explication donnée par M. Endros et suivant laquelle elle est due à la différence de niveau plus grande durant le courant N n'est pas confirmée par l'observation.

9. L'*oscillation irrégulière incessante* du port S, ainsi que celle moins fréquente et plus faible du port N sont produites par les seiches locales et les autres oscillations irrégulières, qui proviennent de différentes causes intérieures et extérieures et non seulement des termes successifs du développement harmonique en série, mais surtout de l'effet des réflexions et des interférences qui ont lieu sur les côtes et dans les golfes fort nombreux de la Méditerranée et principalement de la mer Égée.

ASTRONOMIE. — *Recherches sur la position de l'axe de rotation de la planète Vénus.* Note de M. **R. Jarry-Desloges**, présentée par M. Bigourdan.

Au cours de l'élongation du soir de la planète Vénus en 1922, un grand nombre de très bons dessins de l'aspect de cette planète ont été obtenus en juin et juillet à mon observatoire de Sétif par M. G. Fournier, au réfracteur de 37^{cm}. Il semble que la période d'observations ait coïncidé avec des circonstances exceptionnellement favorables à la visibilité des plages claires ou sombres. Ces dernières ont montré une intensité de contraste relativement très accentuée, eu égard à ce qui est observé habituellement à la surface de la planète.

Plus encore, peut-être que leur intensité, leur disposition était significative, se groupant pour la plupart sous forme de longues bandes parallèles, et conservant ce caractère malgré des incurvations plus ou moins prononcées. Pareille structure n'était, du reste, pas nouvelle pour nous, ayant déjà été enregistrée à Sétif par le même observateur en 1913 et en 1920, et aussi, par M. P. Briault. On trouvera le détail de ces observations dans les fascicules IV, V et VII de mes *Observations des surfaces planétaires*.

Considérant, par analogie avec ce que l'on constate sur Terre, dans les régions subtropicales, que ces zones sombres pouvaient représenter des régions de transparence maximum dans l'épaisse atmosphère de la planète, M. G. Fournier a admis, avec quelque vraisemblance, qu'elles devaient s'étendre suivant des parallèles à l'équateur planétaire et déterminer, par conséquent, la direction de celui-ci.

Utilisant ses propres observations de 1913, 1920 et 1922 pour développer cette hypothèse, il en conclut que le pôle boréal de Vénus doit être localisé dans les parages de la position suivante :

Longitude : 317°,5. Latitude : + 41°,5.

Dans ces conditions, l'inclinaison de l'axe de rotation de la planète sur le plan de son orbite serait de 45°,5 environ et l'angle fait par ce même plan orbital et le plan équatorial, de 44°,5. Ainsi les tropiques et les cercles polaires seraient presque exactement superposés, les zones tempérées étant totalement absentes.

Il y a lieu de remarquer que plusieurs excellents dessins pris en 1922 montrent une bande sombre importante précisément vers la latitude aphrodigraphique de + 45°, et particulièrement celui du 7 juillet, la latitude du

centre étant à cette date de $+46^{\circ},5$. Le 11 novembre 1913 c'était aussi le pôle boréal qui s'inclinait vers l'observateur; mais le 5 avril 1920, c'était au contraire l'hémisphère austral qui se présentait à lui : latitudes du centre respectives : $+14^{\circ}20'$ et $-37^{\circ}27'$.

Les diverses quantités énoncées précédemment ne doivent du reste être considérées que comme des données de première approximation, l'erreur probable étant assez forte : la position des bandes sombres ayant été relevée sur les dessins par rapport à la ligne des cornes, ce mode de procéder a dû vraisemblablement introduire d'importantes causes d'incertitude. Toutefois, ainsi établie, la position de l'axe de rotation paraît digne d'intérêt, étant susceptible de rendre des services pour les recherches spectroscopiques appliquées à la durée de rotation.

La valeur importante de l'inclinaison, combinant ses effets avec ceux de la phase, suffit d'autre part à expliquer les désaccords apparents si considérables entre les aspects enregistrés par des observateurs également habiles et dignes de foi.

Les divers éléments de la présente discussion seront publiés dans le fascicule VIII des *Observations des surfaces planétaires*. Il semble en outre que les documents en notre possession permettent également d'obtenir une valeur approchée de la durée de rotation de la planète Vénus.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les espaces vibrants de M. Winter.* Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Ch. Fabry.

Dans une Note antérieure, rédigée en collaboration avec M. Winter [1], nous avons posé le problème de la recherche d'un ds^2 de Schwarzschild généralisé, de la forme

$$(1)\qquad ds^2 = -X(r,t)\,dr^2 - Y(r,t)(d\theta^2 + \sin^2\theta\,d\varphi^2) + Z(r,t)\,dt^2.$$

L'objet de cette Note est d'indiquer la solution de ce problème, que nous avons obtenue grâce à l'aide de M. G. Cerf. Dans un Mémoire paru il y a quelques jours, M. Mineur [2] a résolu le même problème, auquel il avait été conduit par des considérations très différentes de celles de M. Winter;

(1) Winter et Paul Lévy, *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 504.

(2) H. Mineur, *Sur les ondes de gravitation* (*Bull. de la Soc. math. de France*, 56, 1928, p. 50-73).

la présente Note peut tout de même être utile, tant parce que notre méthode d'intégration est différente de celle de M. Mineur que parce que les lecteurs de notre précédente Note peuvent n'avoir pas connaissance du Mémoire de cet auteur.

Nous avons indiqué dans la Note citée la forme des conditions

$$(2) \qquad R_{1,1}=0, \qquad R_{2,2}=R_{3,3}=1, \qquad R_{4,4}=0.$$

Il y a lieu de former en outre les conditions $R_{i,j}=0$, qui, à l'inverse de ce qui se produit dans le cas de Schwarzschild, ne sont pas identiquement vérifiées. On obtient une quatrième équation qui, si $X=Z$, se réduit à

$$(3) \qquad 2\frac{\partial^2 Y}{\partial r\,\partial t}-\frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial r}\frac{\partial Y}{\partial t}-\frac{1}{X}\left(\frac{\partial X}{\partial r}\frac{\partial Y}{\partial t}+\frac{\partial X}{\partial t}\frac{\partial Y}{\partial r}\right)=0.$$

On peut d'ailleurs, sans calculer effectivement les $R_{i,j}$, former cette équation en observant que les conditions (2) doivent rester vérifiées pour tout changement de variables effectué sur r et t et ne modifiant pas la forme (1) de l'élément linéaire; il n'en est ainsi qu'en vertu de (3) ([1]).

Par un tel changement de variables, on peut rendre X et Z égaux, ce que nous avons supposé fait en écrivant l'équation (3). La seconde équation (2) se réduisant alors à

$$(4) \qquad 2X=\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}-\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2},$$

l'élimination de X est immédiate et donne un système (S) de trois équations vérifiées par Y. Ce système est vérifié, en particulier, par la fonction de Schwarzschild $Y_0(r)=\rho^2$, $\rho=\varphi(r)$ étant une fonction de r définie par la relation

$$(5) \qquad r-r_0=\rho+a\log\frac{\rho-a}{a},$$

où r_0 et a sont constants.

De toute solution de ce système (S), on déduit évidemment d'autres solutions par la transformation

$$(6) \qquad r_1+t_1=f(r+t), \qquad r_1-t_1=g(r-t).$$

De la solution de Schwarzschild, on déduit ainsi les solutions

$$(7) \qquad Y(r,t)=\rho_1^2=\varphi^2(r_1)=\varphi^2\left[\frac{1}{2}f(r+t)+\frac{1}{2}g(r-t)\right]$$

([1]) Il suffit d'ailleurs, pour arriver à cette conclusion, de considérer les changements de variables de la forme indiquée ci-dessus, formules (6).

dépendant des fonctions arbitraires f et g et de la constante a (la constante r_0 rentrant dans les fonctions arbitraires). Par l'élimination de ces fonctions arbitraires, on obtient sans difficulté une équation de la forme

$$\Phi\left[\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}-\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2}, \frac{\partial Y}{\partial r}, \frac{\partial Y}{\partial t}, Y\right]=\text{const.} \quad (^1). \tag{8}$$

Or les équations

$$\Phi'_r = \Phi'_t = 0$$

sont des combinaisons évidentes des équations du système (S). Ce système n'a donc pas d'autres solutions que les solutions évidentes *a priori* définies par la formule (7) (²).

Il n'y a donc pas d'ondes de gravitation (résultat obtenu par M. Mineur). Il ne peut y avoir que des ondes *apparentes*, définies, si elles sont très petites, par la formule

$$\delta Y = (\rho_1 - a)[\delta f(r+t) + \delta g(r-t) - 2\,\delta r_0] + 2a\,\delta a\left(1 + \frac{\rho_1 - a}{a}\log\frac{\rho_1 - a}{a}\right). \tag{9}$$

Au point de vue du problème de M. Winter, on n'obtient aucune solution, du moins si l'on conserve les équations du champ sous leur forme classique et l'hypothèse de la symétrie sphérique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la structure des alliages cuivre-étain.* Note (³) de MM. **W. Broniewski** et **B. Hackiewicz**, présentée par M. H. Le Chatelier.

Dans les alliages cuivre-étain l'existence des combinaisons Cu^4Sn et Cu^3Sn peut être considérée comme établie. Par contre, la phase δ, dont les limites sont indiquées différemment par divers auteurs entre les propor-

---

(¹) Cette équation a été obtenue d'abord par M. Cerf, qui y est arrivé par l'application de ses méthodes pour l'étude des systèmes d'équations aux dérivées partielles, et sans utiliser les considérations développées dans la présente Note.

(²) Les solutions (6) et (7) de notre précédente Note, en particulier, rentrent dans cette formule, a étant supposé nul, c'est-à-dire qu'elles représentent des ds^2 euclidiens. Nous avons été conduits à ces solutions parce qu'elles représentent des formes réduites pour des changements de variables effectués *séparément* sur r et sur t, ce qui n'est pas en contradiction avec la présente remarque.

(³) Séance du 8 octobre 1928.

tions extrêmes de 40 à 50 pour 100 atomiques d'étain, n'a pas été identifiée définitivement.

L'un de nous (Broniewski, 1916), ayant passé en revue tous les travaux sur les alliages cuivre-étain, avait cru pouvoir assimiler cette phase au composé CuSn. M. Isihara (1924) arriva au même résultat en étudiant la fusibilité par la méthode de la résistance électrique, alors que MM. Bauer et Vollenbruch (1922) admettent que la combinaison Cu^6Sn^5 ressort de l'analyse thermique.

Cette incertitude, persistante après de nombreuses recherches, est due surtout à la lenteur extrême dans l'établissement de certains équilibres, lenteur accentuée encore par la nécessité d'effectuer le recuit d'une grande partie des alliages au-dessous de 225°, température du liquidus. L'analyse thermique n'indique les équilibres que partiellement; les alliages étudiés à la température ambiante restent hétérogènes dans les conditions ordinaires de recuit variables entre quelques dizaines et quelques centaines d'heures.

Il nous a donc paru intéressant de reprendre l'étude de la structure des alliages cuivre-étain, à la température ordinaire, dans un état d'équilibre plus complet que ne l'avaient obtenu les recherches précédentes.

Jusqu'à la teneur de 24 pour 100 atomiques d'étain, les alliages étaient recuits dans le vide 330 heures à 620° et 670 heures à 400°. Les échantillons de 25 à 40 pour 100 d'étain furent consécutivement recuits 1000 heures à 400° et 6000 heures à 200°. Enfin, les alliages à plus de 40 pour 100 atomiques d'étain subirent un recuit uniforme de 7000 heures (42 semaines) à 200°.

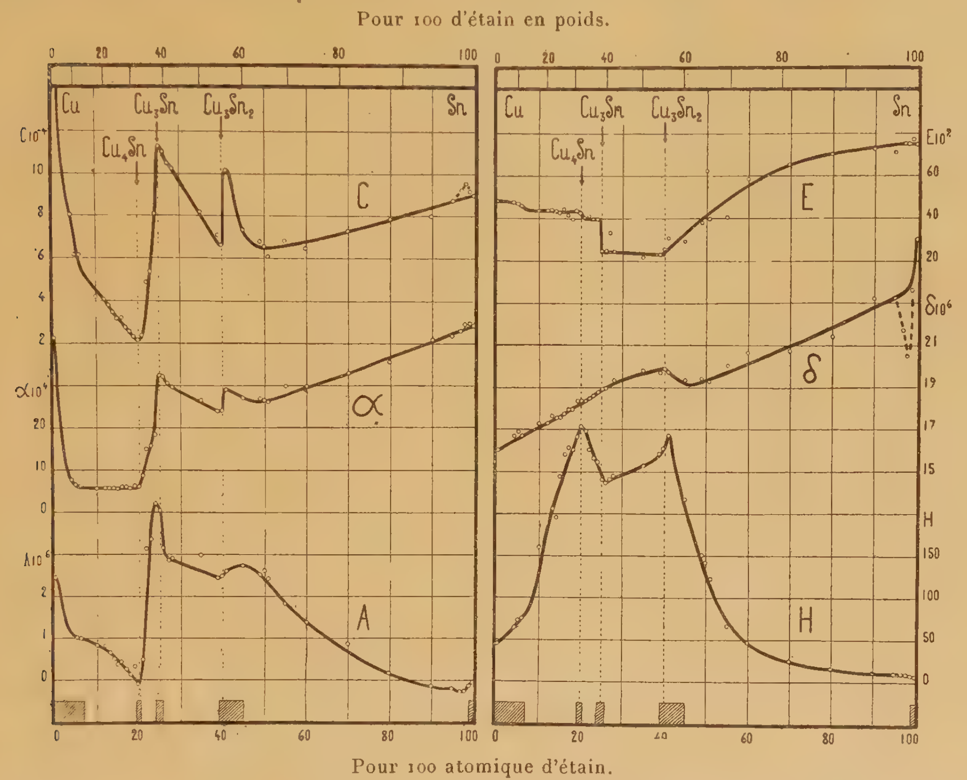
L'étude comprenait la mesure de la conductivité électrique à 0°, du coefficient de température de la résistance électrique entre 0 et 100°, du pouvoir thermo-électrique à 0° et de sa variation entre — 78° et + 100°, de la force électromotrice de dissolution, du coefficient de dilatation à 0° et de sa variation entre — 186° et + 218° et de la dureté Brinell. La micrographie contrôlait ces mesures auxquelles furent soumis successivement les échantillons bruts de coulée et recuits.

De cette étude, qui va être publiée, nous extrayons quelques courbes, concernant les alliages recuits, et les reproduisons sur la figure ci-après. Elles diffèrent assez sensiblement de celles obtenues par nos prédécesseurs (Calvert et Johnson, 1861; Puschin, 1908; Honghton, 1911, et Ledoux, 1912).

Nous voyons que les courbes C, α, A et H indiquent le composé Cu^4Sn;

les mêmes, complétées par la courbe E, manifestent la présence de Cu^3Sn. Enfin, toutes les courbes mettent en évidence la combinaison Cu^3Sn^2.

Pour 100 d'étain en poids.



Pour 100 atomique d'étain.

C, conductivité électrique; α, coefficient de température de la résistance; A, pouvoir thermo-électrique par rapport au plomb; E, valeurs maxima de la f. e. m. de dissolution; δ, coefficient de dilatation; H, dureté Brinell. Les hachures indiquent les solutions solides.

La combinaison Cu^3Sn^2, qui n'avait pas encore été signalée, précise donc la phase $\mathfrak{S}$. Sa formation au recuit apparaît très lente, comme le démontre la comparaison de ses propriétés après la coulée et à diverses étapes de l'homogénéisation; ainsi, par exemple, la dureté se trouve doublée par le recuit. Pourtant, même après un recuit de 42 semaines, la micrographie montre encore quelques faibles traces de phase étrangère, témoignant ainsi que l'équilibre définitif, bien que proche, n'avait pas été atteint.

La structure des alliages cuivre-étain est bien plus simple à la température ordinaire qu'au solidus. La solution solide de l'étain dans le cuivre atteint 7 pour 100 atomiques, alors que celle du cuivre dans l'étain paraît inférieure à 1 pour 100. Le composé $Cu^3 Sn^2$ dissout environ 1 pour 100 atomique de cuivre et 5 pour 100 d'étain; $Cu^3 Sn$ paraît dissoudre environ

1 pour cent des deux métaux constituants (voir la courbe A), alors que Cu^4Sn ne forme que des mélanges.

La lenteur dans l'établissement des équilibres, mise en évidence par notre étude, montre l'importance prépondérante du recuit dans l'étude de la structure des alliages par les méthodes indirectes. Nous en avons eu déjà un aperçu dans les recherches récentes sur les alliages étain-antimoine [1] et il paraît légitime d'admettre que la discordance constatée si souvent entre différents essais dans l'étude des alliages est surtout attribuable à un recuit variable et insuffisant.

OPTIQUE. — *Dépolarisation des radiations secondaires dans la lumière complexe qui résulte de la diffusion moléculaire d'une radiation monochromatique*. Note de M. **Jean Cabannes**, présentée par M. Ch. Fabry.

C.-V. Raman a découvert [2] que, lorsqu'on éclaire un milieu transparent (liquide, gazeux ou cristallisé) par une radiation monochromatique de fréquence N, le spectre de la lumière diffusée comprend outre la radiation principale N, des radiations secondaires $N - n_1$, $N - n_2$, ... Les diminutions de fréquence n_1, n_2, ... paraissent rigoureusement indépendantes de la lumière incidente et sont étroitement liées aux fréquences propres des molécules [3]. D'autre part Raman observa que « ces nouvelles radiations diffusées sont en général fortement polarisées ».

Or nous avons calculé, Rocard et moi, le facteur de dépolarisation ρ de ces nouvelles radiations dans la théorie électronique de Maxwell-Lorentz, en supposant que l'onde lumineuse monochromatique incidente induit dans les molécules un moment électrique, *qui n'est pas sinusoïdal parce que les molécules, anisotropes, sont en rotation de vibration.*

Cette théorie prévoit des raies secondaires dans le spectre de la lumière diffusée, et l'on trouve, pour le facteur de dépolarisation relatif à ces raies (à 90° du faisceau incident), la valeur constante $\frac{6}{7}$ (lumière incidente naturelle). Cette valeur est celle que donneraient, dans la diffusion ordinaire

(1) Broniewski et Sliwowski, *Comptes Rendus*, 186, 1928, p. 1615.

(2) C.-V. Raman, *Indian Journal of Physics*, 2, 1928, p. 1-12. — C.-V. Raman et K.-S. Krishnan, *ibid.*, 2, 1928, p. 399-419.

(3) J. Cabannes et P. Daure, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1533. — P. Daure, *ibid.*, 186, 1928, p. 1833.

sans changement de longueur d'onde, les fluctuations en orientation envisagées seules; mais les fluctuations en densité, qui produisent une diffusion complètement polarisée, diminuent cette valeur, de telle sorte que, dans la théorie classique, les raies secondaires $N - n_1$, $N - n_2$, ... $\left(\rho = \frac{6}{7}\right)$ seraient moins fortement polarisées que la raie principale N $\left(\rho < \frac{6}{7}\right)$. Ce résultat est en contradiction avec les observations de Raman, mais on sait déjà que la théorie électronique de Lorentz est insuffisante pour expliquer l'effet Raman ([1]).

Dans ces conditions, j'ai entrepris des mesures de dépolarisation sur les deux liquides les mieux étudiés en ce qui concerne la diffusion moléculaire : le benzène et l'éther éthylique. Ces mesures m'ont conduit aux lois suivantes :

1° *Si l'on éclaire le liquide avec différentes radiations* N, N', ... *toutes les raies secondaires* $N - n_1$, $N' - n_1$, ..., *relatives à une même diminution de fréquence, ont même dépolarisation.*

2° *Cette dépolarisation varie d'ailleurs dans de larges limites suivant la diminution de fréquence considérée; elle peut être inférieure* (ou supérieure) *à la dépolarisation des radiations diffusées sans changement de longueur d'onde.*

Ainsi les deux raies les plus intenses du spectre de diffusion du benzène, $n_1 = 99$ (ondes par millimètre) et $n_2 = 306$, donnent $\rho_1 \leqq 0,035$ et ρ_2 voisin de 0,6, alors que, dans la diffusion ordinaire, on trouve $\rho = 0,42$. Avec l'éther, la dépolarisation de la forte raie $n_1 = 146$ paraît *complète* et le groupe des trois raies $n_2 = 287$, 293, 298 donne $\rho_2 = 0,45$, alors que la dépolarisation des raies diffusées sans changement de longueur d'onde n'est que 0,09.

Pour ces mesures, on concentrait dans le liquide la lumière d'un arc au mercure. La lumière diffusée éclairait une première fente verticale qu'on projetait avec une lentille achromatique quartz-fluorine sur la fente horizontale d'un spectrographe, après avoir séparé par un wollaston les deux images relatives à la vibration I (normale aux faisceaux incident et diffusé) et à la vibration i (parallèle au faisceau incident). On avait ainsi un double spectre. Chaque cliché comprenait une série de doubles spectres obtenus avec des temps de pose entre 30 minutes et 73 heures. Pour l'étalonnage, on a supposé connue la dépolarisation des raies diffusées sans changement de longueur d'onde et on a admis que le γ de la plaque photographique reste constant dans un

([1]) J. CABANNES, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 1833.

intervalle spectral de quelques centaines d'angströms. Les spectres étudiés s'étendaient de 3131 à 5460 Å.

Pour expliquer les faits observés, il faut admettre que la lumière incidente n'a pas la même action sur toutes les molécules; la plupart diffusent la lumière sans changement de longueur d'onde; un certain nombre (molécules 1) diminuent la fréquence de n_1; d'autres (molécules 2), de n_2. Chacun de ces groupes de molécules est défini, non seulement par la diminution de fréquence correspondante, mais encore *par la dépolarisation de la lumière qu'il diffuse*. Aussi peut-on supposer que chaque groupe 1, 2, ... contient des molécules qui ont même orientation par rapport au rayon incident et que l'action de la lumière sur une molécule dépend de son orientation. Il serait intéressant d'étudier à ce point de vue les cristaux où les molécules sont orientées suivant un petit nombre de directions bien connues, en faisant varier l'incidence du faisceau primaire sur le cristal.

GÉOLOGIE. — *Sur la découverte d'un bassin houiller au Maroc oriental.* Note [1] de MM. **J. Harroy** et **A. Brichant**.

M. Savornin a décrit récemment un bassin houiller au Maroc oriental, dans la région de Djerada [2], à la suite d'une visite faite sur nos travaux de recherches. Nous avons l'honneur de présenter quelques remarques à ce sujet.

C'est en janvier 1927 que l'un de nous, M. J. Harroy, signala la présence dans les Djerada de schistes et de grès qu'il rapporta au houiller. En décembre de la même année, MM. Harroy et Lavrentieff trouvèrent au voisinage d'un filonnet de galène, des empreintes de végétaux qui confirmèrent les premières présomptions. Le même jour, en fouillant un affleurement de schistes noirs, situé à quelque distance à l'Est de l'Oued Sidi-Brahim, M. Brichant découvrit une empreinte de feuille de *Nevropteris* qui permettait d'attribuer ces formations au Westphalien. Ces découvertes ayant paru intéressantes, il fut décidé de faire l'étude géologique de la région. Dès les premiers jours d'études, soit en février dernier, il nous a été possible de reconnaître qu'il s'agissait là d'un véritable bassin houiller contenant une série de couches de charbon suffisamment important pour présager de

(1) Séance du 8 octobre 1928.

(2) *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 462.

l'avenir industriel de ce bassin. La présence du carboniférien dans la région fut reconnue, il y a longtemps, par Gentil ([1]); la présence de la houille a été reconnue seulement à la suite de nos recherches.

Notre manière de voir sur l'âge des diverses formations primaires de Djerada ne concorde pas absolument avec celle de M. Savornin; d'après ce savant, le Dinantien est détritique à la base et devient plus argileux vers le sommet, c'est-à-dire prend le faciès « Culm »; en fait, le Dinantien est représenté sous son faciès normal, c'est-à-dire calcaire. On peut voir ces calcaires dinantiens au kilomètre 48 de la route d'Oudjda à Berguent, ainsi que dans la vallée de l'oued Agaïa, soit à 10^{km} vers l'Ouest. L'allure de ces calcaires permet de tracer la limite sud du bassin qui accuse ainsi une direction N.70°E. Nous avons repéré le calcaire dinantien sur le bord nord du Synclinorium, notamment entre le Dj. Otmane et le Dj. Bou Keltoum.

Le Dinantien repose en concordance parfaite sur des schistes à Goniatites qui, selon nous, représentent le Dévonien. Le passage du Dinantien au Westphalien est très progressif également et indique par conséquent une continuité parfaite de la sédimentation. Ce Westphalien, avec ses alternances de formations marines (calcaires crinoïdiques), littorales, lagunaires et continentales, a nettement un faciès comparable à celui du Donetz.

Outre les quatre couches charbonneuses que signale M. Savornin, nous en avons reconnu d'autres, spécialement au-dessus des conglomérats que le savant professeur croit représenter la fin du cycle sédimentaire Westphalien.

Le bassin houiller présente un ennoyage vers l'Ouest et prend ainsi un développement considérable comme nous l'ont montré nos levés détaillés. Le synclinal de 800^{m} de largeur, signalé par M. Savornin, n'est qu'un accident secondaire du bassin tel que nous l'avons délimité à ce jour.

([1]) L. Gentil, *Recherches stratigraphiques sur le Maroc oriental* (*Comptes rendus*, **146**, 1908, p. 427).

GÉOLOGIE. — *Esquisse géologique de l'Afrique équatoriale française, du Cameroun et des régions voisines.* Note de M. **Marcel-E. Denaeyer.**

J'ai établi tout récemment une esquisse géologique au $\frac{1}{3000000}$ de cette portion de l'Afrique ([1]).

La seule carte d'ensemble était celle d'Erasme Loir (1913) à l'échelle du $\frac{1}{5000000}$. Cette carte reflète par ses lacunes l'état fragmentaire des connaissances à cette époque.

Depuis lors des travaux importants sont venus les combler en grande partie ([2]).

Je me propose d'esquisser dans cette Note la *méthode* que j'ai adoptée dans l'étude de ces régions ainsi que leur *structure géologique*.

Voici comment on peut esquisser aujourd'hui la *Structure géologique* de l'Afrique équatoriale française et du Cameroun : ces territoires appartiennent à trois grands bassins hydrographiques : le Bassin du Congo, le Bassin de l'Atlantique et le Bassin fermé du Tchad. Ils s'étendent sur trois zones climatiques : la région équatoriale, la zone soudanaise et la région désertique. Ces facteurs déterminent la nature des formations superficielles : latérite de la région équatoriale, dunes mortes et dépôts alluviaux de la Cuvette du Tchad, dunes vives de la région désertique.

D'épaisses formations sédimentaires généralement horizontales s'étendent, en le dissimulant sur de grands espaces, sur le socle granito-gneissique et schisto-cristallin fortement plissé (probablement anté-cambrien) du Continent de Gondwana.

([1]) M. E. Denaeyer, *Esquisse géologique de l'Afrique équatoriale française, du Cameroun et des régions voisines.* Tracé géographique par Emmanuel Barralier, 13 couleurs, légende, liste de références. Échelle $\frac{1}{3000000}$. Établissement cartographique E. Patesson et fils, Uccle, 1928.

([2]) Travaux de MM. A. Lacroix, P.-H. Fritel et M.-E. Denaeyer, d'après les documents des Missions Tilho, Grossard, Rottier et Couturier dans le Tibesti, l'Ennedi et l'Ouadaï; cartes manuscrites du Darfour de M. G.-V. Colchester; Mémoire et carte du colonel J. Henry sur le nord-est du Congo belge; travaux et carte de MM. F. Delhaye et M. Sluys sur le Congo occidental (région minière du Niari); carte du Congo belge de M. P. Fourmarier; travaux paléontologiques de M. M. Leriche sur les Systèmes du Loualaba et du Loubilache et de MM. L. Dollo, M. Leriche et E. Vincent sur le gisement tertiaire de Landana; publications du *Geological Survey of Nigeria* sous la direction de M. J.-D. Falconer; carte de l'Afrique occidentale de M. H. Hubert; bibliographies de l'A. E. F. de M. G. Bruel et du Bassin du Congo de M. J. Cornet.

Les formations schisto-cristallines peuvent se diviser, d'après leurs caractères lithologiques en : Système cristallin et Système métamorphique. Les schistes et phtanites du Gabon apparaissent dans le bassin de l'Ogooué en couches largement ondulées. Ils sont très imparfaitement connus.

Sur les formations précédentes reposent, par l'intermédiaire d'un conglomérat glaciaire, dans le Bas et le Moyen Congo (et peut-être dans le Gabon), les Systèmes plissés schisto-calcaire et schisto-gréseux, puis, en couches puissantes, les grès lagunaires ou lacustres horizontaux du Lubilash (d'âge triasique supérieur et rhétien). Cet ensemble correspond, d'après MM. F. Delhaye et M. Sluys, aux formations du Karroo de l'Afrique australe (¹). Il s'étale sur le fond de la cuvette congolaise et déborde sur les hauteurs qui en forment la ceinture.

Dans la partie septentrionale de l'A. E. F. (Ennedi, Tibesti), se développent d'épaisses formations gréseuses horizontales, « série compréhensive » dont l'âge reconnu par des fossiles est compris entre le Gothlandien supérieur et le Crétacé inférieur. Elles se rattachent au grès de Nubie à l'Est et aux grès tassiliens à l'Ouest.

Une étroite bande de sédiments marins, crétacés supérieurs et tertiaires, (Paléocène + Éocène), longe le littoral depuis l'Angola jusqu'en Nigéria où elle s'étale et pénètre en golfe profond dans la vallée de la Bénoué. Ces dépôts, formés à la faveur de l'apparition de la fosse atlantique, ont fourni en certains points une riche faune de mollusques et de vertébrés. Vers l'intérieur du continent, on rencontre des grès d'âge indéterminé dits « Grès sublittoraux ». Ils paraissent avoir une origine continentale et être plus anciens que les formations précédentes. Le Crétacé inférieur continental est représenté par les grès et argiles du Tagama, en Afrique occidentale française. A ceux-ci se superpose le Turonien marin des collines du Damerghou. Le Crétacé semble s'étendre par le Kaouar jusqu'au pied du Tibesti.

L'activité volcanique s'est manifestée avec quelque ampleur au Tibesti, dans le Darfour, en Nigéria et au Cameroun. Dans cette dernière région, les appareils volcaniques se répartissent suivant une ligne de dislocation dirigée NNE sur le prolongement des îles Sao Thomé, Prinzipe et Fernando

---

(¹) M. Fourmarier, qui voit une discordance de stratification entre les Systèmes schisto-calcaire et schisto-gréseux, rapporte le premier, non sans vraisemblance, à une époque beaucoup plus reculée (Silurien) que celle admise généralement pour les couches du Kundeloungou qui représentent, pour la plupart des géologues, le Karroo inférieur de l'Afrique australe. M. A. Salée fait un pas de plus en rejetant le Kundeloungou dans l'Algonkien.

Poo. Les laves présentent en général un faciès basaltique ou trachytique. Les rhyolites sont plus rares.

Tous les granites n'appartiennent pas à l'époque des plissements archéens. Il en est certainement de beaucoup plus récents sans que l'on puisse préciser leur âge, par exemple en Nigéria, à Zinder et dans le Mounyo.

Ces roches granitiques jeunes, ainsi qu'un grand nombre de roches volcaniques, possèdent un caractère alcalin très net (province lithologique du Tchad) qui les apparente étroitement aux roches éruptives de l'Angola et de l'Afrique occidentale et orientale.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence du Cristallin du Massif des Aiguilles Rouges dans le Cirque du Fer à Cheval (Hautes Alpes calcaires de Sixt, Haute-Savoie)*. Note de MM. **L. W. Collet**, **R. Perret**, **M. Billings** et Mlle **R. A. Doggett**, présentée par M. Pierre Termier.

Les Alpes de Sixt appartiennent à la Nappe de Morcles, la plus inférieure des nappes des Hautes Alpes calcaires.

Deux cirques importants, celui des Fonts (1) et celui du Fer à Cheval, représentent deux profondes entailles à travers la Nappe de Morcles, dues à l'érosion. L. W. Collet et R. Perret (2) ont, en effet, montré que l'Autochtone apparaissait en fenêtre dans le premier de ces cirques, où il est représenté par des calcaires dolomitiques du Trias et par du Malm très écrasé. Ces terrains forment, sur le versant Nord du cirque des Fonts, le substratum de la Nappe de Morcles.

Dernièrement L. W. Collet et A. Lombard (3) ont montré qu'une fenêtre d'Autochtone existait aussi dans le Cirque du Fer à Cheval. Ce cirque étant plus profond que celui des Fonts, les quartzites du Trias affleurent au sud de la Croix des Pellys, dans le promontoire qui sépare les deux ravins descendant de Tête Noire.

---

(1) Robert Perret, *Carte de la Vallée de Sales et du Cirque des Fonts*, $\frac{1}{20000}$, Paris, Henri Barrère, 1922; *Notice sur la carte au* $\frac{1}{20000}$ *de la Vallée de Sales et du Cirque des Fonts*. In-4°, Paris, Henri Barrère, 1922.

(2) Léon W. Collet et R. Perret, *Compléments sur la géologie du Col d'Anterne et du cirque des Fonts* (*Comptes rendus*, 184, 1927, p. 217).

(3) Léon W. Collet et Augustin Lombard, *Sur la présence du plan de chevauchement de la Nappe de Morcles dans le Fer à Cheval* (*Alpes de Sixt, Haute-Savoie*) (*C. R. séances Soc. phys. et hist. nat. de Genève*, 45, 1928, p. 117-118).

En suivant les quartzites du Trias, nous avons découvert qu'en un point, à l'altitude d'environ 1020^{m}, ils reposent sur des micaschistes très laminés qui représentent le Cristallin du socle hercynien, soit du Massif des Aiguilles Rouges de Chamonix.

Ainsi dans le Cirque du Fer à Cheval, sous la Nappe de Morcles, nous voyons reparaître le soubassement hercynien et une partie de sa couverture sédimentaire. Le contact entre les quartzites du Trias et les micaschistes est mécanique, car ces derniers ne sont pas verticaux mais horizontaux. Il y a donc eu un phénomène de décollement et de traînage entre le Cristallin et les quartzites du Trias.

Ces résultats nouveaux seront communiqués à M. Léon Moret pour la nouvelle édition de la Feuille *Annecy* de la Carte Géologique de la France.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation du chloroindane avec les phénols.* Note [1] de M. **Ch. Courtot**, présentée par M. Charles Moureu.

L'I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft a obtenu le brevet français n° 636606 publié le 13 avril 1928, pour un procédé de fabrication de composés d'indène et de phénols.

Or, l'observation qui a donné lieu à cette demande de brevet, a été faite dans mon laboratoire en 1923 et ne paraît pas avoir été aperçue par les chimistes allemands. Cependant je publiais aux *Comptes rendus*, 177, 1923, p. 536, avec mon assistant d'alors, M. Dondelinger : « Nous avons également observé que le bromure d'indényle et le chlorure d'indanyle réagissent à froid sur les phénols avec dégagement d'hydracide, pour donner vraisemblablement les éthers-oxydes correspondants, *mais dans ce domaine, que nous nous proposons également d'explorer*, nous n'avons pas encore isolé d'entité chimique ». Peu de temps après cette prise de date, je constatai que l'action du chloroindane sur les phénols était multilatérale, conduisait non seulement à l'éther-oxyde prévu, mais encore à un indanylphénol et enfin à des éthers-oxydes élevés provenant de l'indanylation, dans l'hydroxyle, de l'indanylphénol. Je confiai, en 1924, le développement de cette étude à un de mes élèves, M. Georges Heil, qui dut quitter mon laboratoire avant d'avoir achevé ces recherches et je ne jugeai pas les résultats jusqu'alors acquis suffisants pour en faire la publication. Qu'il me

(1) Séance du 8 octobre 1928.

soit permis, afin de ne pas perdre tout le bénéfice de cette observation, de communiquer les résultats encore fragmentaires auxquels M. Heil et moi sommes arrivés.

Condensation de l'α-chloroindane avec les phénols libres. — La condensation de l'α-chloroindane avec les phénols peut se faire, soit en milieu benzénique, soit en milieu éthéré, ou bien encore sans l'intermédiaire de solvant, à 15°, à température ordinaire, sous pression normale ou sous vide.

Après avoir repris le produit de la réaction par l'éther, on extrait les dérivés phénoliques par de la soude à 10 pour 100 et l'on précipite les phénols à l'HCl dilué. Dans le cas du phénol ordinaire, on obtient ainsi une huile qui ne tarde pas à se concréter et qui, recristallisée, fond à 92-93° (et non 88° comme l'indique le brevet de la firme allemande). L'indanylphénol bout à 200° sous 14^{mm}, 190-193° sous 8^{mm}.

Analyse. — Substance, $0^g,2099$; CO^2 $0^g,6624$; H^2O $0^g,1349$. Trouvé pour 100 : C 86,07; H 7,02. Calculé pour $C^{15}H^{14}O$: C 85,71; H 6,66 pour 100.

Nous avons caractérisé l'indanylphénol par son benzoate et par son métanitrobenzoate. On chauffe au bain-marie le chlorure d'acide avec le phénol et l'on fait recristalliser de l'alcool. Le benzoate fond à 108°. Il se présente en longues aiguilles blanches, légères, qui se feutrent à la filtration.

Analyse. — Substance, $0^g,4081$; CO^2 $1^g,2546$; H^2O $0^g,2204$. Trouvé pour 100 : C 83,84; H 6,04. Calculé pour $C^{22}H^{18}O^2$: C 84,07; H 5,71 pour 100.

Le métanitrobenzoate fond à 96-97°. Il se dépose en cristaux ténus ayant une très légère pointe de jaune.

Analyse. — Substance, $0^g,2848$; CO^2 $0^g,7683$; H^2O $0^g,1267$. Trouvé pour 100 : C 73,57; H 4,97. Calculé pour $C^{22}H^{17}O^4N$: C 73,53; H 4,73 pour 100.

L'indanylphénol copule avec les composés diazoïques. Avec le diazo de paranitraniline il donne un brun; avec le diazo de l'acide sulfanilique un jaune orange avec pointe de brun.

Pour établir la constitution de l'indanylphénol, nous avons procédé comme suit : nous l'avons méthylé par le sulfate diméthylique. L'éther-oxyde méthylique bout à 187-188° sous 9^{mm}, 201-202° sous 19^{mm} et il fond à 40°. Il se présente en petits prismes tabulaires. Or par condensation du dérivé magnésien du parabromoanisol avec le chloroindane, on obtient un éther-oxyde possédant les mêmes constantes physiques. *Il semble donc bien que le groupement hydroxyle, dans l'indanylphénol, se trouve en para du groupe indanyle.* L'éther-oxyde provenant de la réaction magnésienne a été saponifié par l'acide bromhydrique en solution acétique et nous avons régénéré l'indanylphénol ayant les mêmes constantes physiques que celles données plus haut. L'identification a été terminée par la préparation du benzoate et du métanitrobenzoate. Pour tous les couples de corps, la preuve du mélange plaide en faveur de l'identité.

La condensation du chloroindane procède d'une façon analogue avec l'ortho- et le métacrésol. Par contre, avec le salicylate de méthyle la réaction est extrêmement pénible.

Condensation de l'α-chloroindane avec les phénates. — Il est curieux de constater que le chloroindane réagissant, soit sur le phénate de sodium anhydre, soit sur le phénate bromomagnésien $C^6H^5 - OMgBr$, conduit toujours, en proportion dominante, à l'indanylphénol. Ce phénomène est à rapprocher des observations de Claisen, faites sur les phénates alcalins et les halogénures d'allyle et de benzyle. Mais alors que la transposition s'effectue en ortho dans les cas étudiés par Claisen, dans nos expériences la substitution semble bien s'effectuer en para. Du reste, avec le chlorure de benzyle et le phénol, en proportions équimoléculaires et sans solvant, nous avons isolé 36 pour 100 de parabenzylphénol fusible à 83-84°. Il y a donc, dans ces réactions, des facteurs qui ont échappé aux expérimentateurs, facteurs susceptibles de faire varier la position de transposition et pour lesquels une étude plus approfondie et plus subtile serait nécessaire.

A côté de l'indanylphénol que nous venons d'étudier, il se forme, tant dans la condensation du chloroindane avec le phénol libre qu'avec les phénates, de l'éther-oxyde d'indanyle et de phényle, liquide visqueux, bouillant à 185-190° sous 9^{mm} et qui fournit les mêmes chiffres à l'analyse que l'indanylphénol. On isole enfin de l'indanylphénolindanylé provenant sans doute de la condensation de l'indanylphénol avec une nouvelle molécule de chloroindane; c'est une masse vitreuse, jaune ambré à froid, liquide visqueux à chaud, bouillant à 293° sous 8^{mm} et que l'I. G. se propose d'utiliser comme laque.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'influence catalytique des ions* H *dans la déshydratation interne d'un γ-glycol* cis-*éthylénique au sein de l'eau.* Note de MM. **Bourguel** et **Rambaud**, présentée par M. Charles Moureu.

Au cours de recherches sur la configuration spatiale d'un couple d'isomères *cis-trans*-éthyléniques, nous avons eu l'occasion d'étudier quantitativement la déshydratation d'un couple de deux γ-glycols bitertiaires, les tétraméthylbutène diols

$$(CH^3)^2 - COH - CH = CH - COH - (CH^3)^2$$

et plus particulièrement de l'isomère fondant à 69-70° que nous avons carac-

térisé comme étant l'isomère *cis* (¹). M. Salkind avait montré que ce composé perdait facilement une molécule d'eau pour donner un γ-oxyde interne par chauffage avec de l'acide sulfurique à 25 pour 100 à 100°, par chauffage à sec avec de l'iode à 120° ou du bisulfate de potasse à 140° (²).

Nous avons constaté que cette déshydratation était très nettement catalysée par les ions H. Il n'est point nécessaire d'employer l'action déshydratante particulière à l'acide sulfurique : tous les acides, même très dilués, provoquent, en milieu aqueux, le départ d'une molécule d'eau, et cela dès la température ordinaire; l'acide chlorhydrique, par exemple, a une action sensible à 15° en solution centinormale et même millinormale; à un degré moindre, les acides tartrique, acétique, agissent aussi. Une solution tampon de phosphate monosodique de $pH = 6,3$ a une action mesurable à 89°. Par contre, le glycol reste intact en milieu basique, même à 100°.

Cette action des ions H n'est évidemment pas particulière à ce glycol. Bien que l'on ait, d'habitude, recours à l'acide sulfurique dilué, les alcools tertiaires qui se déshydratent en milieu acide sont certainement nombreux; industriellement on déshydrate la terpine par des solutions très étendues d'acide phosphorique; mais ce qui fait l'intérêt de l'exemple étudié ici, c'est la sensibilité de l'action des acides, d'une part, et d'autre part, le fait que la réaction est susceptible de mesures.

Nous voulions montrer, en effet, qu'il s'agissait bien d'un cas de catalyse par les ions H; il nous fallait pour cela faire l'étude quantitative de la déshydratation.

Notre mode opératoire est en principe le suivant. Le glycol étant assez soluble dans l'eau (27^g par litre à 15°, soit $0^{mol},19$), nous étudions la déshydratation en solution non saturée; à un moment donné, la réaction est arrêtée par alcalinisation du mélange de glycol et de γ-oxyde; nous éliminons l'oxyde volatil et insoluble (éb. = 102°) par une courte ébullition dans le vide, puis nous mesurons la quantité de glycol en dosant, au moyen du brome naissant, le nombre de doubles liaisons restant en solution. Nous employons à cet effet une solution titrée de bromate en excès, du bromure de potassium, puis nous acidulons. Le brome en excès est dosé par KI et l'hyposulfite. Ce procédé s'est révélé précis dans le cas présent; il permet le dosage de $0^g,15$ de glycol au $\frac{1}{100}$ très facilement.

Pour une concentration donnée en acide, la réaction suit la marche logarithmique des réactions monomoléculaires $K = -\frac{1}{t}\log\left(1 - \frac{x}{a}\right)$

(¹) Bourguel et Rambaud, *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 383.
(²) Salkind, *Berichte d. d. Gesellschaft*, 56, 1923, p. 187.

Temps...	60.	120.	180.	240.	300.	390.	480.
A 38° $K \times 10^2$.	0,187	0,190	0,185	0,186	0,188	0,191	0,184

On peut donc définir l'action catalytique d'un milieu acide par le coefficient K. On constate alors, en faisant varier le degré d'acidité du milieu que l'effet catalytique n'est pas exactement proportionnel à la concentration en ions : il croît plus vite que cette concentration. On sait depuis longtemps qu'il en est ainsi pour les hydratations catalysées par les ions H.

Pour HCl $\frac{N}{10}$ et $\frac{N}{100}$, par exemple, les coefficients K sont respectivement à 50° : 0,0108 et 0,00102, c'est-à-dire que la vitesse de catalyse croît plus vite, non seulement que la concentration en ions H ou que l'activité des solutions chlorhydriques, mais encore plus vite que la concentration en acide. Pour l'acide sulfurique $\frac{N}{10}$ et l'acide tartrique $\frac{N}{10}$ on trouve respectivement 0,0056 et 0,00069, alors que la théorie classique permettrait de prévoir à 50° : 0,0059 et 0,00076, à partir de HCl $\frac{N}{10}$.

Le rapport du coefficient K à la concentration des ions H croît de façon régulière quand cette concentration augmente.

Concentration ions H..............	0,0065.	0,0097.	0,049.	0,091.
Rapport $\frac{K}{H} \times 10$............	1,06	1,05	1,13	1,18

Nous pensons bien, d'autre part, avoir mis en évidence une faible influence de la concentration en glycol. En faisant agir la même solution acide HCl $\frac{N}{3,5}$ pendant le même temps sur des poids croissants de glycol à 30°, nous avons constaté que K décroissait quand la concentration augmentait.

Poids de glycol dans 35^{cm^3}......	0,1175.	0,2654.	0,499.	0,7374.
$K \times 10^3$....................	1,78	1,75	1,67	1,62

Cette influence est en sens contraire de l'influence bien connue des fortes concentrations en saccharose, mais il s'agit ici de solutions beaucoup moins concentrées. Nous croyons que cet effet est dû au caractère basique soit des fonctions OH primitives, soit de la fonction oxyde, basicité qui diminue l'acidité réelle du milieu.

Enfin il est intéressant de constater que la sensibilité du glycol aux ions H est considérablement plus grande au moment même où on le prépare. Nous obtenons ce *cis*-tétraméthylbutènediol par la semi-réduction

catalytique, en présence de Pt colloïdal, du glycol acétylénique. Si l'on réduit en milieu acide centinormal, on observe à 20° une intense déshydratation (10 à 20 pour 100 du poids total). Le départ d'eau ne peut avoir lieu que pendant le temps très court où l'hydrogène se fixe, car, avant, l'acétylénique ne se déshydrate pas, et, après, l'éthylénique libre se déshydrate beaucoup plus lentement.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude critique de la méthode de Sachs appliquée à la mesure des migrations de substances.* Note de M. **R. Combes**, présentée par M. M. Molliard.

J. von Sachs a fait connaître, en 1883, une méthode qu'il considérait comme susceptible de mesurer l'accumulation et les migrations des produits de la photosynthèse dans les feuilles. Elle consistait à comparer, au point de vue de leur teneur en substance sèche, des moitiés de feuilles prélevées au lever du soleil aux autres moitiés laissées sur les plantes et récoltées seulement au coucher du soleil.

Cette méthode a fait l'objet d'études critiques présentées à la Société royale de Londres par Brown et Escombe en 1905, et par Thoday en 1909. Il y était démontré que la technique de Sachs comporte deux causes d'erreur, l'une résultant de l'asymétrie des feuilles, l'autre provenant de la variation de surface — diminution pendant le jour, augmentation pendant la nuit — qu'éprouvent les feuilles sous l'influence des changements d'éclairement et d'état hygrométrique.

Au cours de mes recherches sur les migrations des substances azotées chez les arbres, j'ai eu l'occasion de constater que la méthode de Sachs, utilisée encore maintenant dans de nombreux travaux de Physiologie végétale pour suivre l'accumulation et les migrations des divers constituants foliaires, comporte une troisième cause d'erreur beaucoup plus importante que les précédentes.

Les recherches, effectuées en 1926 dans la forêt de Hez, ont porté sur des feuilles de Hêtre, considérées à trois stades de leur existence : en septembre lorsqu'elles sont encore vertes, à la fin d'octobre quand elles commencent à jaunir, et en novembre lorsqu'elles sont jaunes et sur le point de tomber.

Pour éliminer les causes d'erreur signalées par Brown, Escombe et Thoday, j'opérais sur des fragments de feuilles d'égale surface, découpés avec un même emporte-pièce dans les moitiés de feuilles à comparer, je

traitais chaque fois 100 feuilles, enfin toutes les expériences portaient sur un jour entier — du lever au coucher du soleil — et sur une nuit entière, l'ensemble constituant une journée complète de 24 heures.

Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau ci-dessous. Les quantités d'azote y sont exprimées en milligrammes, et représentent, dans tous les cas, l'azote contenu dans un tissu foliaire de même surface, celle de 100 rondelles ayant chacune 20^{mm} de diamètre (314^{cm^2}).

	Variations de l'azote						
	pendant le jour.			pendant la nuit.			
Dates.	Az le mat.	Az le soir.	Variation.	Az le soir.	Az le mat.	Variation.	En 24 heures.
			Feuilles vertes.				
14 au 15 sept....	33,04	32,83	—0,21	35,84	34,58	—1,26	—1,47
15 » 16 » ...	40,46	39,94	—0,52	38,15	36,37	—1,78	—2,30
18 » 19 » ...	32,20	31,36	—0,84	30,52	30,24	—0,28	—1,12
19 » 20 » ...	35,70	34,86	—0,84	35,70	35,00	—0,70	—1,54
			Feuilles en voie de jaunissement.				
20 au 21 oct.....	27,86	27,37	—0,49	27,02	27,02	0	—0,49
21 » 22 «	19,53	19,25	0,28	19,11	19,04	0,07	0,35
31 oct. au 1 nov..	24,99	23,73	—1,26	24,16	23,69	—0,47	—1,73
1 au 2 nov......	23,10	22,41	—0,69	23,10	22,76	—0,34	—1,03
			Feuilles jaunes.				
2 au 3 nov....	14,77	14,56	—0,21	15,93	15,68	—0,25	—0,46
6 » 7 » ...	17,36	16,56	—0,80	16,16	15,49	—0,67	—1,47
11 » 12 » ...	11,13	10,36	—0,77	11,20	11,66	+0,46	—0,31
12 » 13 » ...	10,15	10,37	+0,22	9,31	9,14	—0,17	+0,05

D'après ces résultats, les feuilles de Hêtre, à la fin de la période active de végétation, perdraient de l'azote aussi bien le jour que la nuit (¹). Si nous nous limitons à l'examen des résultats des expériences faites entre le 14 septembre et le 2 novembre, sur des feuilles vertes ou en voie de jaunissement, nous constatons qu'une quantité de tissu foliaire qui contenait en moyenne $33^{mg},07$ d'azote au milieu de septembre, perdrait chaque jour $0^{mg},64$ d'azote pendant le jour, et $0^{mg},61$ pendant la nuit, c'est-à-dire $1^{mg},25$ par 24 heures.

Il est possible, à l'aide de ces déterminations, de se rendre compte du

(¹) Les deux seuls résultats qui constituent des exceptions à cette règle, nuit du 11 au 12 novembre et journée du 12, sont relatifs à des feuilles très près de leur chute, et présentant déjà des parties brunes qui correspondent à des tissus morts.

degré de précision que présente la méthode de Sachs. D'après les résultats précédents, une quantité de tissu foliaire contenant le 14 septembre $33^{mg},07$ d'azote, aurait perdu 27 jours après, le 11 octobre, la totalité de cet azote ($1,25 \times 27 = 33,75$). Or les dosages effectués indiquent encore le 1[er] novembre, après 48 jours, dans un tissu de même surface, la présence de $22^{mg},84$ d'azote en moyenne; et 12 jours après, le 12 novembre, il en renferme encore $9^{mg},74$. Les feuilles perdent donc bien de l'azote pendant le jaunissement automnal, mais la perte réelle éprouvée pendant une période de 48 jours (du 14 septembre au 2 novembre) n'a été que de $11^{mg},23$, tandis que l'application de la technique de Sachs la ferait évaluer, pendant ce même temps, à 60^{mg} si le tissu foliaire avait une teneur en azote suffisante.

L'emploi de la méthode de Sachs fournit par conséquent des résultats plus de cinq fois trop élevés.

Aux causes d'erreur signalées par Brown, Escombe et Thoday, s'en ajoute donc une autre, qui rend cette méthode inutilisable dans l'étude des migrations de substances. La question se pose de savoir quelle est la nature de cette nouvelle cause d'erreur.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'antagonisme positif, nul et négatif des mélanges binaires d'électrolytes à l'égard des végétaux.* Note de MM. **L. Maume** et **J. Dulac**, présentée par M. Molliard.

En poursuivant l'examen de la toxicité des mélanges binaires d'électrolytes à l'égard du blé au début de sa végétation [1], nous avons réalisé les mélanges suivants :

1° *Antagonisme positif :*

a. Mélange $CaCl^2$ 0,164 mol-gr + $MgCl^2$ 0,06 mol-gr;
b. Mélange $(NO^3)^2Ca$ 0,062 mol-gr + NO^3Na 0,033 mol-gr.

L'expérience a été faite dans des conditions identiques à celles décrites dans les Notes précédentes; elle a abouti aux mêmes résultats, c'est-à-dire que l'allongement radiculaire dans ces derniers mélanges présente un maximum pour l'abscisse du point de croisement des courbes de dissociation.

2° *Antagonisme nul.* — Ce cas est présenté par des solutions dont le mélange ne produit sensiblement ni une augmention, ni une diminution de

[1] *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1081 et 1194.

l'allongement radiculaire. Nous avons étudié les mélanges suivants :

a. Mélange NaCl 0,12 mol-gr + KCl 0,15 mol-gr ;
b. Mélange NaCl 0,12 mol-gr + NH^4Cl 0,11 mol-gr ;
c. Mélange KCl 0,15 mol-gr + NC^4Cl 0,11 mol-gr.

Les allongements simultanément atteints dans les différents mélanges se placent sur une droite parallèle à l'axe des abscisses.

3° *Antagonisme négatif.* — Ce cas est présenté par des solutions dont le mélange est plus toxique que les solutions pures; les exemples en sont assez rares. Néanmoins le mélange SO^4K^2 0,01 mol-gr + NaCl 0,12 mol-gr provoque une certaine diminution de l'allongement radiculaire; la courbe est très aplatie, de sorte qu'il est difficile de situer l'abscisse du maximum de toxicité.

Ces quelques exemples illustrent les trois catégories d'antagonisme que l'on peut rencontrer par le mélange de deux solutions qui, séparées, sont également toxiques.

Examinés au point de vue physico-chimique, les mélanges d'électrolytes obéissent à certaines lois susceptibles de fournir une hypothèse dans l'explication du problème de l'antagonisme.

On sait en effet que les mélanges binaires d'électrolytes peuvent présenter les trois cas suivants :

A. *Électrolytes ayant un ion commun* (solutions homo-ioniques) :

1° Si l'on mélange deux électrolytes ayant une même constante de dissociation et dont l'ion commun est à la même concentration $\left(\text{solutions dites iso-ioniques } \frac{\alpha}{v} = \frac{\alpha_1}{v_1}\right)$, la dissociation ne change pas.

2° Si l'on mélange deux électrolytes, dont l'ion commun est à une concentration différente et dont la constante de dissociation est aussi différente, la dissociation de l'un des deux électrolytes ou des deux électrolytes recule d'une certaine quantité.

(Cette quantité peut être calculée, connaissant les concentrations des sels et leur constante de dissociation en appliquant la loi d'action de masse; mais le résultat n'est qu'approximatif pour les électrolytes forts.)

B. *Électrolytes n'ayant pas d'ion commun* (solutions hétéro-ioniques) :

3° La dissociation augmente par suite de la formation de plusieurs sortes de molécules (neutres et dissociées)

$$AB + CD = AB + CD + AD + CB + \overset{-}{A} + \overset{+}{B} + \overset{-}{C} + \overset{+}{D}.$$

4° La dissociation diminue, lorsque dans le cas précédent AD ou CB sont des électrolytes peu dissociés.

En nous reportant aux trois types de courbes d'antagonisme, nous pou-

vons faire sur les mélanges d'électrolytes employés à l'égard des végétaux, les observations suivantes :

1° *Antagonisme nul* (ex. $NaCl + KCl$). — Les mélanges, que nous avons trouvés dans cette catégorie d'antagonisme, sont des chlorures de bases univalentes, dont la dissociation est très voisine, sinon égale, aux mêmes concentrations; chaque sel est donc dissocié, après mélange, dans la même proportion qu'il le serait, s'il formait seul une solution dont la teneur correspondrait à la concentration totale.

L'ion commun; le chlore, est sensiblement à la même concentration dans les solutions initiales : 0,1 pour NaCl, 0,12 pour KCl, 0,09 pour NH^4Cl.

Nous pensons qu'il y a lieu de voir là une relation entre le phénomène physico-chimique et le phénomène physiologique : *le mélange conserve pour différentes proportions la même toxicité et le même équilibre ionique.*

2° *Antagonisme positif* (ex. $NaCl + CaCl^2$). — Dans cette catégorie, les mélanges sont faits à partir d'électrolytes, dont la concentration de l'ion commun est différente

0,1 pour NaCl,	0,22 pour $CaCl^2$,	0,088 pour $MgCl^2$
0,086 pour $(NO^3)^2Ca$,	0,029 pour NO^3Na	

et dont la constante de dissociation aussi est différente.

Il s'ensuit donc un recul de la dissociation amenant une diminution de la pression des ions au contact de la racine; et c'est là, croyons-nous, une des causes importantes de la diminution de la toxicité.

3° *Antagonisme négatif* (ex. $SO^4K^2 + NaCl$). — Ce cas est l'inverse du précédent : *la plus grande dissociation des électrolytes, après mélange, a pour résultat une augmentation de la pression des ions dans la solution et, par suite, une augmentation de la toxicité.*

L'équilibre chimique des solutions d'électrolytes forts, malgré de récents progrès contient cependant encore trop d'incertitudes en ce qui concerne la détermination de la constante de dissociation, pour que, en se basant sur la loi d'action de masse, le calcul permette de définir cet équilibre avec précision. Les anomalies des ions complexes viennent encore compliquer le problème; et c'est à eux sans doute, ainsi qu'à l'indétermination de la constante, qu'il convient de s'adresser pour expliquer quelques cas que nous avons rencontrés et qui ne paraissent pas pouvoir se ranger actuellement dans l'hypothèse précédente.

AGRICULTURE COLONIALE. — *Utilisation de la chloropicrine contre des cochenilles nuisibles aux orangers ou aux dattiers.* Note [1] de MM. **André Piédallu** et **A. Balachowsky**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons eu l'idée d'utiliser les propriétés insecticides de la chloropicrine, découvertes par G. Bertrand et dont il a déjà été fait de multiples applications, à combattre des cochenilles qui dévastent les orangeries algériennes ou qui infectent les rejets de souches servant à la multiplication du dattier.

Nos expériences ont été réalisées au Jardin d'essai d'Alger et à la Station expérimentale agricole d'El Aryianne (Territoire de Touggourt). Nous opérons par fumigation sous bâches comme cela se pratique couramment avec l'acide cyanhydrique. On connaît les dangers que présente la manipulation de ce dernier produit et les nombreux accidents qu'a provoqués son utilisation. Avec la chloropicrine, on se protège facilement contre l'effet lacrymogène à l'aide d'un masque et l'on peut même le plus souvent éviter tous inconvénients en opérant à terre et le vent dans le dos. Nous ajouterons que nos manipulations se sont faites à l'air libre, sans masque, en présence de nombreux spectateurs, sans le moindre accident.

Afin que ces fumigations soient pratiques, il faut que l'évaporation du liquide insecticide se fasse assez vite (45 minutes à 1 heure), sinon il serait nécessaire de multiplier le nombre des bâches qui constituent un capital élevé, difficile à amortir. Il est également indispensable de permettre aux vapeurs de saturer uniformément le volume recouvert, car, à l'inverse de ce qui se passe pour l'acide cyanhydrique, les vapeurs de chloropicrine sont plus lourdes que l'air et ont tendance à descendre. Nous avons donc chauffé sous la bâche pour tourner ces deux difficultés. Le premier combustible employé fut le charbon de bois (braise), mais nous nous sommes aperçus que les vapeurs de chloropicrine réagissent sur le charbon incandescent en dégageant du chlore et d'autres produits chlorés, suivant la formule la plus simple,

$$(Cl^3 = CNO^2) + C \quad = \quad 2CO + N + 3Cl,$$

qui peuvent provoquer des brûlures sur les parties tendres des végétaux.

---

(1) Séance du 8 octobre 1928.

Le charbon (braise, coke, etc.), employé directement sous bâche comme combustible, est donc à rejeter.

Pour parer aux inconvénients précités, nous avons remplacé le charbon par l'alcool à brûler. Les petites lampes en verre du modèle de celles utilisées dans les laboratoires donnent une chaleur suffisante, mais leur emploi en campagne est assez délicat; le plus simple est d'utiliser à cet effet un réchaud ordinaire à essence minérale, pétrole ou alcool à brûler; on en réglera plus ou moins la flamme, suivant la quantité de liquide à évaporer. On pourrait aussi utiliser une résistance électrique. Les résultats que nous avons obtenus sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Sujets traités.	Parasites.	Dose par m³ et durée de la fumigation.	Mortalité %.	Observations.
Groupe d'orangers 25^{m^3}.	*Chrysomphalus aonidum* L., *Chrysomphalus dictyospermi* Morg. (en très petite quantité), *Parlatoria Pergandii* Conest.	10 gr. 45 min.	60	Brûlures insignifiantes.
Groupe d'orangers	*Chrysomphalus aonidum* L., *Parlatoria Pergandii* Conest.	10 gr. 60 min.	60	Brûlures insignifiantes.
Groupe d'orangers	*Chrysomphalus aonidum* L....	20 gr. 45 min.	100	Brûlures légères sur les parties tendres (fleurs, jeunes pousses).
Strelitzia Augusta en pots.	*Aspidiotus lataniæ* Sig., *Diaspis Zamiæ* Morg., *Pseudococcus aonidum* L.	20 gr. 45 min.	100	Brûlures nulles.
Orangers	*Chrysomphalus aonidum* L., *Parlatoria Pergandii* Conest.	20 gr. 60 min.	100	Brûlures légères sur les parties tendres (fleurs, jeunes pousses).
Dattier.	*Parlatoria Blanchardi* Targ....	15 gr. 45 min.	100	Brûlures insignifiantes.
Dattier.	*Parlatoria Blanchardi* Targ....	20 gr. 45 min.	100	Brûlures insignifiantes.

Il ressort de ces expériences que la chloropicrine, employée en fumigation suivant le procédé que nous préconisons, tue les principales cochenilles nuisibles, aux doses de 15^g et 20^g par mètre cube. Les doses de 10^g se sont révélées insuffisantes (1).

(1) Pour les détails sur l'action exercée par les vapeurs de chloropicrine sur les plantes supérieures, consulter GAB. BERTRAND, *Comptes rendus*, **170**, 1920, p. 858 et 952.

Nous conseillons d'effectuer le traitement des aurantiacées après la récolte et avant la floraison (janvier à mars), car les vapeurs de chloropicrine attaquent malgré tout les jeunes pousses tendres et les fleurs qui apparaissent chez ces végétaux, au tout premier printemps. Par contre, le feuillage hivernal reste indemne après la fumigation.

En ce qui concerne les jeunes dattiers, l'opération doit se faire aussi de préférence en hiver, entre la période qui sépare la récolte de la floraison (septembre à avril).

CHIMIE DU SOL. — *Dissociation intégrale des silicates par l'acide carbonique et les acides humiques et réactions annexes.* Note de M. **R. Guillin**, présentée par M. A.-Th. Schlœsing.

L'acide carbonique, on le sait, agit sur les silicates complexes comme les feldspaths et provoque l'élimination des alcalis en donnant des silicates argileux. Ces derniers sont-ils eux-mêmes dissociables, et, s'ils le sont, quel est le processus de leur transformation et quelles réactions annexes peuvent se produire?

En traitant des terres humifères par un acide étendu (nitrique ou chlorhydrique), nous avons observé qu'on obtient une solution qui, avec l'ammoniaque, donne un précipité volumineux d'alumine, plus ou moins teinté par de l'oxyde de fer.

Dans l'étude des faits se rapportant à ces observations, nous avons classé les terres humifères en deux groupes : terres non calcaires et terres calcaires. En analysant les premières, nous n'avons trouvé presque que de l'alumine combinée aux acides humiques, dans une proportion atteignant jusqu'à 8 d'alumine sur 100 de terre, avec trace de chaux et de fer.

Exemple. — Traitant une terre non calcaire (Grande Comorre) à froid, par de l'eau acidulée à 1 pour 100 avec de l'acide nitrique, nous avons dissocié les humates, puis dosé les principes minéraux solubilisés; nous avons trouvé pour cent parties de terre : silice 1,50, alumine 5,00, oxyde de fer 0,19, chaux 0,38, magnésie 0,14.

[La même opération effectuée avec de l'eau acidulée chlorhydrique nous a donné les mêmes résultats. Avec de l'eau acidifiée par l'acide acétique, aucune dissociation d'humates n'a eu lieu et nous n'avons pas trouvé d'oxydes minéraux solubilisés.]

La terre considérée renfermait une forte proportion de chaux et nous n'en trouvons que des traces fixées aux acides humiques. C'est la consé-

quence d'une décomposition progressive, mais complète, du silicate, la chaux étant entraînée et l'alumine se trouvant seule retenue par les acides humiques.

Cette terre contenait pour 100 : matières organiques 20, matières minérales 70, dont silice 30, alumine 16, oxyde de fer 14, chaux 5, magnésie 5. Elle était donc riche en oxyde de fer; l'absence de cet oxyde fixé aux acides humiques (0,19 pour 100 seulement) peut surprendre. Ce résultat et d'autres constatations nous ont démontré que l'oxyde de fer libre ou libéré de sa combinaison silicatée se trouve réduit dans ce milieu humifère, transformé en protoxyde de fer et éliminé si l'eau peut s'écouler; d'où l'origine de sources ferrugineuses. Le protoxyde de fer peut s'accumuler et former ces gisements de tourbes ferreuses utilisées à l'épuration du gaz.

L'alumine ne peut être libérée que par la décomposition et la combustion des humates; il n'est pas impossible alors d'envisager la combinaison de l'alumine ainsi libérée à la silice qui l'avoisine, donnant lieu à la formation de poches de silicates d'alumine (kaolin). L'alumine libérée peut aussi produire des gisements d'alumine hydratée et même de bauxite.

Avec les terres humifères calcaires, nous trouverons d'autant plus de chaux fixée aux acides humiques et d'autant moins d'alumine que la terre sera plus riche en calcaire et plus pauvre en silicates. Nous avons rencontré une terre très humifère exceptionnellement calcaire (région marécageuse de Bayeux), qui nous montre au mieux les réactions se produisant dans ce milieu.

Cette terre contenait pour 100 : matières organiques 20, dont acides humiques 3,90; matières minérales 75, dont carbonate de chaux 57; silice 10; alumine 3; oxyde de fer 3,50. Les éléments minéraux solubilisés en traitant cette terre par l'eau acidulée ont été, pour 100 parties de terre : silice 0,18; alumine 0,76; oxyde de fer 0,98; chaux 2,16; magnésie 0,11.

Nous constatons une importante proportion de chaux combinée aux acides humiques, proportion qui tend à montrer que, même en présence d'un grand excès de calcaire, les silicates sont dissociés.

La quantité d'oxyde de fer recueillie est bien plus grande qu'avec les terres uniquement silicatées, ce qui tient à ce que cet oxyde se dépose sur les noyaux calcaires renfermés dans ces terres. On constate, en effet, que les graviers calcaires dans les sols humifères sont recouverts d'un enduit brun de sesquioxyde de fer; réaction que l'on peut reproduire au laboratoire et qui explique, au point de vue minéralogique, la formation de dépôts d'oxyde

ferrique par des infiltrations d'eau ferreuse provenant des couches humifères supérieures et venant au contact d'un banc calcaire.

Nous concluons que, quelle que soit la nature des terres humifères, qu'elles soient ou non calcaires, l'acide carbonique et les acides humiques peuvent provoquer la dissociation intégrale des roches avec élimination, d'abord de la potasse et de la soude, puis de la chaux et de la magnésie et enfin de l'alumine qui reste seule fixée aux acides humiques, l'oxyde de fer étant éliminé par réduction.

ÉLECTRICITÉ PHYSIOLOGIQUE. — *Sur l'inefficacité des courants continus prolongés dans l'excitation neuro-musculaire.* Note de M. **Philippe Fabre**, présentée par M. d'Arsonval.

La droite expérimentale de Weiss : $Q = a + bt$ permet de définir une intensité b de courant continu qui devrait exciter le nerf par un passage suffisamment prolongé.

Or on sait que la rhéobase expérimentale est supérieure à b.

De même, les courants progressifs sont inefficaces au moment où leur intensité atteint la valeur b, quelle que soit leur pente; si celle-ci est suffisamment faible (pente limite) il faut même dépasser le double de b pour réaliser l'excitation liminaire.

Ces faits bien connus ne nous paraissent pas ressortir à toute théorie valable pour les passages brefs.

Pour les temps longs, l'équilibre cinétique est atteint; par contre un phénomène nouveau entre en jeu. Dans notre théorie cinétique relative aux passages brefs [1], nous avons supposé que la charge électrique des membranes reste constante dans le temps, proportionnelle à l'intensité du courant continu utilisé. Or, l'expérience prouve que, s'il en est bien ainsi pour les passages brefs, les applications prolongées de courant diminuent la résistance des membranes vivantes, et par suite, font baisser leur charge (courbes de Strohl).

Il s'agit probablement, comme il a été proposé, d'une pénétration des ions dans l'épaisseur des membranes, à partir de l'une et l'autre des faces où ils se sont accumulés, imprégnation qui accroît la conductibilité du milieu et le rend moins polarisable.

---

[1] *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 482.

La charge des membranes diminue donc à partir d'une certaine durée de passage, qui dépend de leur état physiologique et de l'intensité utilisée.

Parallèlement, la quantité de substance transformée, après s'être accrue jusqu'à équilibre de masse, commence à décroître.

Il y a donc, pour chaque intensité de courant, un maximum de substance transformée.

La rhéobase est l'intensité telle que ce maximum soit égal au taux liminaire; le moment où il est atteint est le « temps utile » de Lapicque. Tout prolongement de passage au delà de cette durée devient nuisible à l'excitation.

La droite de Weiss et la droite figurative de la rhéobase sont raccordées par un arc dont les extrémités sur ces droites sont, pour la seconde, le temps utile, pour la première, le temps où le fléchissement de la résistance des membranes commence à intervenir.

La théorie cinétique ([1]) nous avait conduit à une loi hyperbolique des quantités représentées, dans le domaine chronaxique des durées, par un segment quasi-rectiligne. La légère courbure de ce segment est rectifiée (droite de Weiss) par le phénomène que nous venons d'indiquer, puis cette courbure se trouve inversée pour les passages prolongés.

Au total, la courbe théorique pour toutes les durées, des plus brèves aux plus longues, présente la forme d'un S allongé dont l'inflexion médiane répond au segment rectiligne de Weiss.

L'expérience avait bien mis en évidence cette inflexion.

Nous indiquerons comment le phénomène du fléchissement des résistances membraneuses peut aussi rendre compte des lois de l'excitation par les courants progressifs.

PHARMACODYNAMIE. — *Action cardiovasculaire de la semicarbazone de la tropinone et des oximes de la tropinone et de la pseudopelletiérine.* Note de M. **René Hazard** et Mlle **Jeanne Lévy**, présentée par M. A. Desgrez.

1. Lorsqu'on bloque la fonction cétone de la tropinone par la *semicarbazide*, on obtient une semicarbazone (F. 254-258°) dont l'action cardiovasculaire est, à dose égale, toujours beaucoup plus intense que celle de la tropinone (*fig.* 1). Elle peut même agir, chez certains animaux (qui ne

([1]) *Loc. cit.*

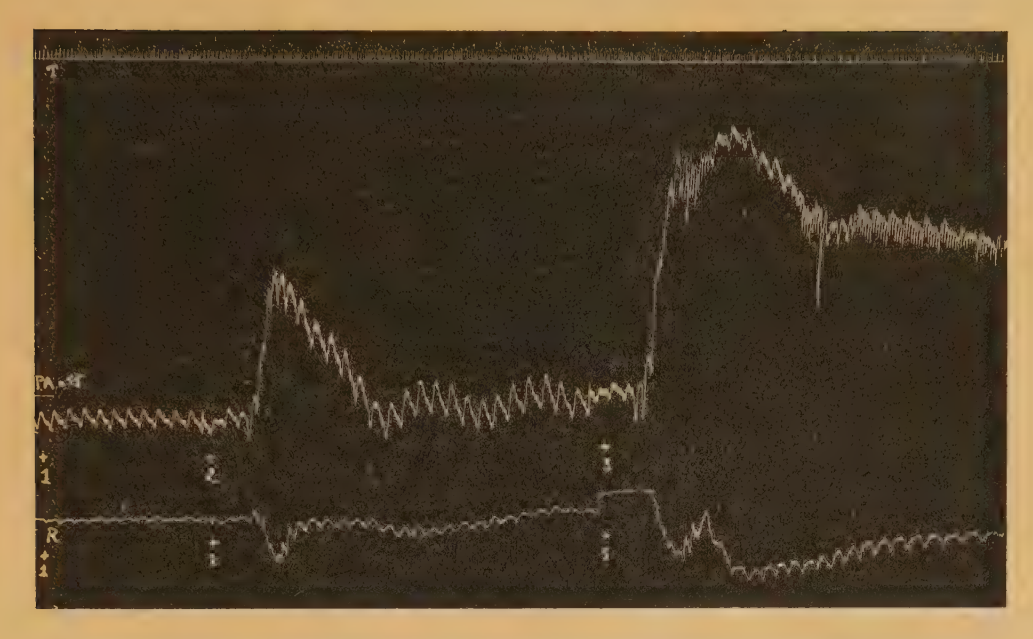


Fig. 1. — Chien ♂ 10kg,5 chloralosé ayant reçu 1/4 de milligramme de sulfate d'atropine par kilogramme. Injection intraveineuse de 5mg par kilogramme : en (+1) d'oxime de la tropinone; en (+2) de tropinone; en (+3) de semicarbazone de la tropinone. T = temps en secondes; PA = pression carotidienne (repère à 15cm de Hg); R = tracé oncographique du rein. (Tracé réduit de moitié.)

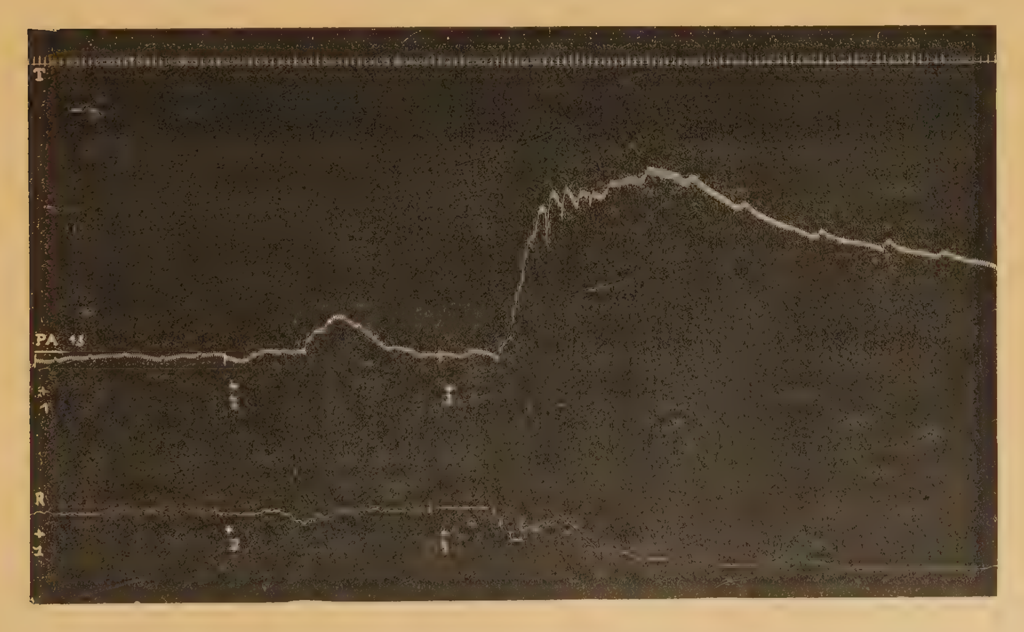


Fig. 2. — Chien ♂ 4kg,8 chloralosé, ayant reçu 1/4 de milligramme de sulfate d'atropine par kilogramme. Injection intraveineuse de 5mg par kilogramme : en (+1) d'oxime de la pseudopelletiérine; en (+2) de pseudopelletiérine; en (+3) de semicarbazone de la pseudopelletiérine; T = temps en secondes; PA = pression carotidienne (repère à 13cm de Hg); R = tracé oncographique du rein. (Tracé réduit de moitié.)

montrent pas tous une égale sensibilité à son action), à la dose de $0^g,001$ par kilogramme.

Ses effets sont qualitativement les mêmes que ceux de la tropinone, c'est-à-dire d'allure adrénalinique ([1]). Lorsqu'on l'injecte sous forme de chlorhydrate par la voie intraveineuse, chez le chien, on observe :

1° *Si les vagues sont intacts.* — *a.* Sur les tracés de pression carotidienne, de l'hypertension avec une forte augmentation, d'origine vagale, de l'amplitude des pulsations.

b. Sur les tracés de cœur *in situ*, du ralentissement, avec une forte diminution de l'amplitude des contractions.

2° *Si les vagues sont sectionnés ou paralysés par l'atropine.* — *a.* Une hypertension régulière.

b. De l'accélération et de l'augmentation d'amplitude des contractions cardiaques. On peut observer parfois des troubles passagers des contractions pendant la phase d'hypertension; au cours de celle-ci le rein subit une vasoconstriction. La répétition des injections amène, moins rapidement qu'on ne l'observe avec la tropinone, l'atténuation des effets hypertensifs.

Tout se passe en somme comme si les propriétés cardiovasculaires de la tropinone étaient, comme celles de la pseudopelletiérine ([2]), *considérablement renforcées par le blocage de la fonction cétone par la semicarbazide.*

II. *On observe des effets opposés lorsque le blocage est effectué par la combinaison de ces cétones avec l'hydroxylamine.* [Chlorhydrate de l'oxime de la tropinone, (F. 260-261°); oxime de la pseudopelletiérine (F. 120-121°).]

Dans ce cas, les oximes obtenues n'exercent, même lorsqu'on les injecte chez le chien par la voie intraveineuse, à la dose de plusieurs centigrammes par kilogramme, aucune action cardiovasculaire notable. Les tracés que nous publions font bien ressortir les différences profondes d'activité qui séparent chacune des deux cétones de la semicarbazone et de l'oxime correspondantes.

([1]) René Hazard, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1752.

([2]) Jeanne Lévy et René Hazard, *C. R. Soc. de Biologie*, 99, n° 28, 1928, p. 382.

MICROBIOLOGIE. — *Sur la gattine amicrobienne expérimentale et sur le rôle des substances cytotoxiques intestinales dans l'épidémiologie de la gattine et de la flacherie vraie.* Note (¹) de M. **A. Paillot**, présentée par M. P. Marchal.

Nous avons montré antérieurement (²) que dans les élevages de Vers à soie décimés par la gattine ou maladie des « têtes claires », il était possible de rencontrer des Vers malades dont le mésointestin postérieur présente les lésions caractéristiques de cette maladie sans que le contenu intestinal soit en état d'infection microbienne. Nous avons déduit de ces faits d'observation que l'épidémiologie de la gattine devait être conditionnée non seulement par la présence du *Streptococcus bombycis*, mais aussi par celle de substances cytotoxiques intestinales tirant leur origine de la vie parasitaire du Streptocoque. Nous sommes en mesure aujourd'hui d'apporter des preuves expérimentales en faveur de cette hypothèse.

Ayant installé dans l'automobile-laboratoire utilisée pour nos recherches une microcentrifugeuse tournant à la vitesse de 12000 tours-minute, nous avons pu centrifuger sur place le contenu intestinal de Vers à soie prélevés directement dans les élevages décimés naturellement par la gattine. Si l'on fait ingérer à des Vers normaux une goutte de la partie claire du liquide intestinal soumis à la centrifugation et par suite débarrassé de tous ses éléments microbiens, les Vers contractent la maladie sept jours environ après l'ingestion du liquide; contrairement à ce qui se passe lorsqu'on emploie le liquide intestinal non centrifugé, la plupart des Vers présentent les lésions caractéristiques de la gattine sans que l'infection streptococcique se manifeste dans le contenu intestinal.

Si l'on prélève le contenu amicrobien, qu'on le soumette à la centrifugation et qu'on fasse ingérer une goutte de la partie claire surnageante à une nouvelle série de Vers à soie normaux, on peut reproduire la maladie dans des conditions sensiblement les mêmes que précédemment.

Nous avons même pu reproduire expérimentalement une petite épidémie de gattine amicrobienne en élevant des Vers à soie sur une feuille de papier filtre imbibée avec le liquide intestinal d'un Ver gattiné débarrassé de Streptocoques par centrifugation. Enfin des Vers placés dans le voisinage d'un petit élevage décimé par la gattine amicrobienne et microbienne, ont

(¹) Séance du 8 octobre 1928.
(²) *C. R. Soc. Biologie*, 97, 1927, p. 736.

tous contracté la maladie; la plupart ont présenté les symptômes de l'infection streptococcique.

Ces quelques faits d'expérience montrent que la gattine est une maladie extrêmement contagieuse et que cette contagion est assurée bien plus par les produits cytotoxiques du contenu intestinal que par les Streptocoques eux-mêmes. Ainsi, contrairement à ce qui semble se passer dans la plupart des maladies contagieuses, l'épidémiologie de la gattine est conditionnée surtout par les substances cytotoxiques de nature encore inconnue qui sont mises en liberté en plus ou moins grande abondance avec les déjections des Vers malades. On peut se demander si la propagation de la gattine d'une année à l'autre n'est pas conditionnée de même par l'existence dans les poussières de ces substances cytotoxiques et même si la prédisposition héréditaire à la gattine, qui se manifeste à un si haut degré chez les Vers issus de papillons parasités par le *Streptococcus bombycis*, n'est pas due, elle aussi, à la présence dans l'œuf de ces mêmes produits. Ces constatations, qui semblent réduire considérablement l'importance du facteur microbien dans la propagation de la maladie, n'infirment en rien l'opinion que nous avons émise sur le rôle étiologique du *Strept. bombycis*. Il est bien démontré en effet que l'inoculation de culture pure de Streptocoque dans la cavité générale de Vers à soie normaux suffit pour déclancher les processus caractéristiques de la gattine. L'infection microbienne intestinale joue vraisemblablement aussi un rôle important à l'origine des épidémies de gattine ou de flacherie vraie; elle est enfin une cause d'aggravation des conditions épidémiologiques de ces maladies, puisqu'elle contribue directement à accroître la quantité de substances cytotoxiques mises en liberté avec les déjections des Vers à soie.

La durée d'incubation de la gattine amicrobienne expérimentale varie suivant l'état de développement de la chenille: lorsque l'ingestion de liquide intestinal centrifugé a lieu immédiatement après la mue, la durée d'incubation est sensiblement plus courte que si l'on opère avant ce moment; cette durée est encore réduite quand on emploie comme liquide de contage le contenu intestinal diarrhéique non centrifugé, c'est-à-dire un liquide plus ou moins riche en *Streptococcus bombycis*.

Les lésions cellulaires de la gattine amicrobienne sont identiques à celles qui caractérisent la maladie naturelle; de même le pH du contenu intestinal est nettement plus élevé que celui du contenu des vers normaux. L'étude des lésions cellulaires du mésointestin postérieur peut être faite sur frotti sec coloré par le Giemsa : il suffit de prélever un lambeau d'épithélium vers l'extrémité de l'intestin moyen, de l'appliquer contre la surface d'une

lame de verre bien propre sans écraser ni étaler, de façon à déformer aussi peu que possible les cellules épithéliales qui restent collées sur le verre; après dessiccation, fixation, puis coloration rapide dans la solution diluée de Giemsa, on distinguera très nettement, même à un faible grossissement, les altérations nucléaires si caractéristiques de la gattine. Cette méthode peut être employée, d'une manière générale, pour le diagnostic rapide de la gattine et de la flacherie vraie.

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur l'action des enzymes protéolytiques bactériennes; influence du* pH *sur la protéolyse.* Note de M. **Moycho**, présentée par M. Molliard.

Nos connaissances sur les enzymes protéolytiques d'origine animale ont progressé ces derniers temps surtout grâce aux travaux de Willstätter, Waldschmidt-Leitz, Northtrop et d'autres. Les enzymes d'origine végétale et particulièrement d'origine bactérienne ont été par contre moins étudiées; l'étude de l'action protéolytique du liquide enzymatique cru, retiré des cellules bactériennes, peut jeter une certaine lumière sur le caractère de la protéase active.

Technique. — Pour obtenir du liquide enzymatique, on a eu recours aux *Bac. prodigiosus* et *Bac. pyocyaneus*, cultivés dans l'eau peptonée (1 pour 100 de peptone de witte + 0,5 pour 100 de NaCl). Au bout de quelques ou plusieurs jours on a filtré lesdites cultures à la bougie de Chamberland et par addition aux filtras de quantités convenables de $HCl\,\frac{N}{1}$ ou $NaOH\,\frac{N}{1}$ on a obtenu une série de liquides enzymatiques à concentration déterminée d'ions hydrogène.

La gélatine à 12 pour 100 a été additionnée de 1 pour 100 de peptone de witte et de 0,5 pour 100 de NaCl. Après la stérilisation, on a préparé, par addition de quantités convenables de $HCl\,\frac{N}{1}$ ou $NaOH\,\frac{N}{1}$ une série de gélatines à concentration déterminée d'ions hydrogène. La gélatine ainsi préparée a été répartie dans des tubes à essai de même diamètre ($0^{cm},8$).

Des portions de $0^{cm^3},5$ du liquide enzymatique, chacune à pH déterminé, sont versées sur la surface de la gélatine dont le pH est égal ou très rapproché de celui de l'enzyme surnageant.

Sous l'action du liquide enzymatique, la surface de la gélatine se liquéfie; la hauteur des couches liquéfiées (en millimètres) sert à comparer la vitesse de la protéolyse. La comparaison doit être effectuée au bout du même laps de temps, dans la même série d'expériences et la même température.

La détermination de la concentration d'ions hydrogène a été faite par la méthode électrométrique avec une électrode à quinhydrone; dans les cas douteux les résultats ont été vérifiés par la méthode colorimétrique ou à l'aide de l'électrode à hydro-quinhydrone; dans ce dernier cas on a tenu compte de la correction proposée par Grossmann (1927) :

$$\Delta \mathrm{pH} = 0,24.2^{p'\mathrm{H}-7} - 0,21;$$

à la valeur de la concentration d'ions hydrogène constatée (p'H) il faut ajouter la correction calculée d'après la formule empirique citée plus haut.

Il faut enfin remarquer que la protéolyse elle-même ne provoque pas de changement notable de l'acidité de la gélatine.

Influence de la concentration d'ions hydrogène sur la protéolyse de la gélatine. Les enzymes protéolytiques comme la pepsinase ou la tryptase, diffèrent entre elles par la valeur optimale du pH. Cela permet de distinguer si l'enzyme protéolytique a le caractère de la pepsinase ou de la tryptase.

D'après Dernby (1922) le maximum de l'action de l'enzyme protéolytique de *Bac. prodigiosus* sur la gélatine est à pH = 6 — 7; celui de l'enzyme protéolytique de *Bac. pyocyaneus* à pH = 6,5 — 7,5. Waldschmidt-Leitz (1925) a cependant déterminé l'optimum de pH pour la tryptase à 8,2.

Par suite de cette divergence de la valeur optimale du pH chez les enzymes protéolytiques bactériens et la tryptase, Euler (1927) a supposé l'existence d'une tryptase particulière chez les bactéries.

Mes expériences, exécutées au laboratoire de Physiologie végétale de l'Université de Varsovie, indiquent que, pour l'action de l'enzyme protéolytique de *Bac. prodigiosus* et *Bac. pyocyaneus* sur la gélatine, l'optimum pH concorde avec celui de la tryptase.

Voici quelques expériences typiques :

I. — *Expériences avec l'enzyme protéolytique de* Bac. pyocyaneus.

Culture de 14 jours :

pH de l'enzyme	4,1	5,0	6,0	7,0	8,2	8,5	8,8
pH de la gélatine	3,9	4,9	5,9	6,9	8,2	8,3	8,8
Couche de gélatine hydrolysée en millimètres après 3 jours	0,3	3,0	5,8	6,4	7,0	7,0	6,6

Culture de 9 jours :

pH de l'enzyme	3,9	5,0	6,1	7,1	8,2	8,7
pH de la gélatine	4,0	4,9	6,0	6,9	8,0	8,8
Couche de gélatine hydrolysée en millimètres après 3 jours	0	1,8	4,7	5,3	6,2	5,8

II. — *Expériences avec l'enzyme protéolytique de* Bac. prodigiosus.

Culture de 16 jours :

pH de l'enzyme	4,0	4,9	6,0	7,0	8,0	8,4	8,8
pH de la gélatine	4,0	4,9	5,9	7,0	8,0	8,5	8,8
Couche de gélatine hydrolysée en millimètres après 3 jours	0,9	1,4	2,5	3,4	4,2	3,9	3,1

Culture de 12 jours :

pH de l'enzyme	4,0	5,1	6,0	7,0	8,0	8,4
pH de la gélatine	4,0	4,9	6,0	6,9	8,0	8,4
Couche de gélatine hydrolysée en millimètres après 3 jours	1,8	2,4	3,6	4,5	5,1	4,0

Il résulte de ces expériences que dans les milieux acides (pH = 4) l'enzyme protéolytique de *Bac. pyocyaneus* n'agit pas sur la gélatine, tandis que l'enzyme de *Bac. prodigiosus* agit à peine; avec la diminution de l'acidité l'action protéolytique augmente, atteint le maximum près de pH = 8, après quoi elle diminue.

La différence entre ces deux enzymes consiste dans l'étendue plus large de l'activité de l'enzyme protéolytique de *Bac. prodigiosus* dans les milieux acides.

La marche de la courbe indique que l'optimum de l'action de l'enzyme protéolytique de *Bac. pyocyaneus* et de *Bac. prodigiosus* sur la gélatine se trouve près de pH = 8,0, ce qui indiquerait à son tour le caractère tryptasique des enzymes protéolytiques envisagées.

SÉROLOGIE. — *Réaction simple de différenciation des sérums normaux et syphilitiques à l'aide de colloïdes organiques.* Note de MM. **R. Douris** et **J. Beck**, présentée par M. d'Arsonval.

Des travaux antérieurs ([1]) nous avaient conduits à essayer de substituer des composés chimiquement définis et sous un état colloïdal toujours identique aux réactifs « antigènes », extraits d'organes, employés pour le sérodiagnostic de la syphilis. Dans une précédente Note, nous avons relaté les résultats que nous ont donné les colloïdes minéraux formés au sein même du sérum à examiner.

([1]) R. Douris et J. Beck, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 257 et 977. — R. Douris, *Guide pratique pour l'analyse du sang*, p. 117 et 143. Vigot frères, éditeurs, Paris, 1925.

Nous avons continué ces recherches en nous adressant à des colloïdes organiques ayant une affinité chimique plus marquée pour le sérum sanguin. Ici encore le colloïde organique est obtenu par double décomposition chimique entre deux réactifs ajoutés successivement au sérum.

Nous avons essayé de nombreux composés organiques acides; matières colorantes, acides gras, etc., pouvant être obtenus sous forme colloïdale par l'action d'un acide sur des dérivés salins : éosinate de potassium, stéarate, oléate de sodium, etc.

Parmi tous ces produits, l'oléate de sodium est celui qui nous a donné les meilleurs résultats. L'acide oléique liquide, mis en liberté par un acide, est en effet éminemment propre à prendre une forme colloïdale permettant la différenciation du sérum normal et du sérum syphilitique.

Fait important à remarquer, nous avons été conduits logiquement par une voie toute différente, à l'emploi de l'acide oléique que les sérologistes avaient tenté d'utiliser, dès la publication de la réaction de Wassermann, pour former des antigènes synthétiques [1].

L'acide oléïque est, en effet, un des groupements constitutifs des lécithines qui entrent dans la composition des extraits d'organes; comme il en est de même de l'acide phosphorique, nous avons eu recours à ce dernier pour former l'acide oléïque colloïdal aux dépens de l'oléate de sodium.

Voici finalement la technique à laquelle nous nous sommes arrêtés :

1° Solutions nécessaires :

Oléate de sodium............................	2^{g}
Eau distillée, q. s. p.........................	100^{cm^3}

L'oléate de sodium, placé dans une capsule de porcelaine, est délayé avec 75^{cm^3} d'eau distillée. On chauffe légèrement sans atteindre l'ébullition qui donnerait une mousse abondante. On introduit la solution dans un flacon jaugé et l'on complète à 100^{cm^3} après complet refroidissement. On agite et l'on transvase dans un matras. Le liquide obtenu présente à froid un aspect légèrement trouble. Au moment de l'emploi on plonge le matras qui le contient dans l'eau chaude d'un bain-marie jusqu'à *clarification complète*.

Le matras est alors retiré et abandonné à un refroidissement partiel. La solution *récemment préparée* d'oléate de sodium doit être employée à la

(1) DESMOULIÈRE, *Comptes rendus*, 155, 1912, p. 592 et 927.

température de 45°. Elle est *parfaitement limpide* et n'exerce pas d'action sur les matières albuminoïdes du sérum.

2° Solution d'acide phosphorique obtenue en mélangeant :

Acide phosphorique, 45° Bé	1^{cm^3}
Eau distillée, q. s. p.	250^{cm^3}

Le sérum à examiner, frais, non chauffé, doit présenter les caractères requis pour les séro-réactions habituelles, c'est-à-dire être limpide et privé d'hémoglobine. Afin de constituer des témoins de comparaison pour chaque sérum, nous avons mis à profit la propriété stabilisante que possède le formol.

Le mode opératoire consiste à mettre dans des tubes de verre de $13^{mm} \times 60^{mm}$ les réactifs dans l'ordre indiqué ci-dessous en ayant soin de mélanger soigneusement par renversement du tube après chaque addition de réactif. Voici ce qui se passe dans le cas de deux sérums, l'un normal, l'autre syphilitique :

	Sérum normal.		Sérum syphilitique.	
	Tube à réaction.	Tube témoin.	Tube à réaction.	Tube témoin.
Sérum	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$
Formol à 40 pour 100	–	2 gouttes	–	2 gouttes
Oléate de sodium à 2 pour 100 ($t = 45°$)	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$
Acide phosphorique à $\frac{1}{250}$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$	$0^{cm^3},5$
Résultats	liquide transparent	liquide transparent	liquide trouble	liquide transparent

L'observation du contenu des tubes doit être faite à la hauteur de l'œil *dans les cinq premières minutes* qui suivent le mélange final. Dans ces conditions, on observe un trouble intense dans les tubes à réaction contenant des sérums syphilitiques.

Les différences entre les sérums normaux et syphilitiques sont très visibles et les résultats ne prêtent pas à confusion.

Conclusions. — La méthode que nous proposons aux sérologistes utilise les différents phénomènes physico-chimiques mis en lumière par l'étude systématique du mécanisme de la réaction de Bordet-Wassermann.

Elle se recommande par les avantages suivants :

1° Emploi d'un réactif chimiquement défini, sous un état colloïdal toujours identique (particules chargées négativement), préparé au sein même du sérum à examiner;

2° Simplicité du mode opératoire ne nécessitant pas d'outillage spécial, ni de réactifs coûteux;

3° Rapidité de l'exécution;

4° Interprétation facile des résultats;

5° Concordance de ces derniers avec le diagnostic clinique.

Elle doit ainsi satisfaire les désirs exprimés par les sérologistes ([1]) souhaitant l'apparition d'une méthode simple de séro-diagnostic de la syphilis.

HISTOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *Cellules nerveuses et virulence du pneumogastrique dans la rage canine.* Note de MM. **Y. Manouélian** et **J. Viala**, présentée par M. Roux.

Pasteur, Chamberland et Roux ont montré en 1884 que l'inoculation des troncs nerveux de chiens atteints de la rage conférait cette maladie aux animaux. « La matière nerveuse avait éte inoculée par trépanation et la durée de l'incubation avait été beaucoup plus longue que lorsqu'on inocule de la même façon la substance du cerveau ou de la moelle, comme si le virus rabique était très peu abondant dans le tissu des nerfs. Dans une expérience on a inoculé à trois chiens le nerf pneumogastrique divisé en trois tronçons; chaque animal reçut sous la dure-mère l'émulsion obtenue en broyant séparément un de ces tronçons dans un liquide stérilisé. Les animaux qui avaient reçu le bout supérieur et le bout inférieur du pneumogastrique prirent la rage, celui qui avait été inoculé avec la partie intermédiaire resta bien portant. Il semble donc que le virus rabique est peu abondant dans les nerfs, et il faudra, pour le mettre en évidence, inoculer une quantité aussi grande que possible de la matière du nerf que l'on veut étudier » ([2]).

Nos propres expériences sur la virulence du pneumogastrique chez le chien ont abouti aux mêmes résultats. De plus, fait très intéressant, les résultats de nos recherches histologiques vont de pair avec ceux obtenus par l'expérimentation.

Rappelons d'abord que l'extrémité supérieure du pneumogastrique présente un renflement, c'est le ganglion plexiforme qui, avec le ganglion jugulaire, est l'homologue des ganglions spinaux. Notons encore que le plexiforme présente les plus fortes lésions dans la rage et qu'il contient un

([1]) J. Kiss, *Zeit. f. Immun.*, 44, 1925, p. 466-486. — T. Ohashi, *Ibid.*, 44, 1925, p. 347-402.

([2]) E. Roux, *Notes de laboratoire sur la présence du virus rabique dans les nerfs* (*Annales de l'Institut Pasteur*, 2, 1888, p. 18).

grand nombre de parasites. Or il n'y a pas de limite réelle entre le ganglion et le tronc pneumogastrique sous-jacent. Et l'on voit des fusées de cellules nerveuses ganglionnaires s'insinuer entre les faisceaux de fibres du nerf. Les neurones parasités du plexiforme se prolongent donc sur une certaine étendue dans le bout supérieur du nerf pneumogastrique. Voilà pourquoi ce bout est virulent.

Quant à la virulence des bouts inférieurs, les connexions intimes des pneumogastriques droit et gauche avec le sympathique abdominal l'expliquent parfaitement. Nous avons pu, en effet, déceler dans le système nerveux sympathique, ganglions, plexus et nerfs, un nombre incalculable de cellules nerveuses contenant l'agent de la rage.

Il ressort donc de nos recherches, que inoculer le bout supérieur du pneumogastrique c'est inoculer surtout une portion du ganglion plexiforme; comme inoculer le bout inférieur revient à inoculer des amas de neurones sympathiques. Dans les deux cas la virulence du nerf est due à la présence de neurones infectés. Et si certaines portions du nerf se montrent avirulentes c'est parce qu'elles sont dépourvues de neurones, seuls vecteurs du parasite de la rage.

MÉDECINE. — *Une nouvelle application des courants de haute fréquence : la d'Arsonvalisation médicamenteuse.* Note de M. **Bordier**, présentée par M. d'Arsonval.

On sait que le terme de d'Arsonvalisation sert à désigner l'emploi thérapeutique des courants à haute fréquence, quelle que soit la forme sous laquelle ces courants sont utilisés. La d'Arsonvalisation médicamenteuse peut se pratiquer soit au moyen d'une électrode à vide, genre Mac Intyre, soit au moyen d'une électrode condensatrice à filigrane d'argent, genre Oudin. Mais ces électrodes doivent être convenablement modifiées : dans ce but, j'ai fait construire une électrode spéciale de chaque catégorie dont la partie active est constituée par une cupule en verre soudée à l'extrémité de l'électrode. C'est dans cette cupule qu'on place la substance médicamenteuse dont un tampon de coton est imbibé.

La d'Arsonvalisation médicamenteuse peut être employée soit au contact, soit à distance. Dans le premier cas, le passage du courant de haute tension produit une élévation de la température du coton et des tissus recouverts; cet échauffement peut atteindre une valeur plus ou moins grande suivant l'intensité du courant et suivant le temps d'application.

Les mesures faites avec un thermomètre à température locale prouvent

que l'électrode à vide produit un échauffement moins rapide et moins marqué, toutes choses égales d'ailleurs, que l'électrode condensatrice.

On peut mettre à profit les actions calorifiques dont les tissus, peau ou muqueuse, sont le siège pour faire pénétrer la substance dans ces tissus. Mais le mécanisme de l'absorption est ici tout à fait différent de celui employé jusqu'à présent à l'aide du courant continu : ce n'est plus un transport d'ions que fait la d'Arsonvalisation, car elle ne produit pas d'électrolyse. L'absorption de la substance médicamenteuse se fait sans décomposition de la molécule; c'est à la vasodilatation intense produite par l'échauffement qu'est due l'absorption. Elle est plus rapide au niveau d'une muqueuse qu'au niveau de la peau : on utilise déjà cette absorption en Stomatologie, en particulier pour le traitement de la pyorrhée alvéolo-dentaire sous le nom impropre et vague d'*électrosmose*.

On peut employer la d'Arsonvalisation médicamenteuse avec différentes substances actives, cocaïne, iode, aconitine, etc.; ce dernier alcaloïde peut donner des résultats précieux dans le traitement de la névralgie du trijumeau.

Dans la seconde manière de pratiquer la d'Arsonvalisation médicamenteuse, le tampon de coton doit être façonné de façon à avoir une forme conique émergeant de la cupule : l'électrode étant approchée des tissus à une distance convenable, une effluvation se produit alors vers ces tissus, mais ici il y a absence à peu près complète des rayons ultraviolets, contrairement à ce qui a lieu avec une pointe métallique. Sous l'influence de la haute tension et de la densité électrique, des particules médicamenteuses microscopiques quittent le substratum poreux et viennent bombarder la paroi cutanée placée en face de l'électrode. Cette effluvation est d'autant plus forte que le courant de haute fréquence est lui-même plus intense et surtout que la distance à la peau est plus petite.

Des expériences faites par exemple avec une solution d'iode imprégnant la mèche de coton et une feuille de papier humide amidonné tenue dans la main ont montré qu'il se forme une zone circulaire bleue d'iodure d'amidon en face du tampon de coton, et cela soit avec l'une, soit avec l'autre électrode, mais l'électrode condensatrice a une action plus marquée.

L'utilisation de cette effluvation médicamenteuse m'a rendu déjà de grands services dans le traitement de certaines plaies atones, et en particulier des radiodermites ulcéreuses où l'emploi des rayons ultraviolets doit être soigneusement évité sous peine de voir l'ulcération s'aggraver.

La séance est levée à 16^{h}.

É. P.